

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Костромской государственный университет

Д. Е. Попов

**КВАНТОВАЯ ФИЗИКА:
ИСТОКИ, РОЖДЕНИЕ, РАЗВИТИЕ**
Избранные сюжеты
Монография

Кострома
КГУ
2022

УДК 530.145(09)
ББК 22.31г
П58

Печатается по решению
редакционно-издательского совета
Костромского государственного университета

Рецензенты:

- С. П. Кулик*, доктор физико-математических наук, профессор, научный руководитель Центра квантовых технологий физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова;
- А. И. Львовский*, профессор физического факультета Оксфордского университета, руководитель группы квантовой оптики, Российский Квантовый центр;
- В. И. Сажин*, доктор физико-математических наук, профессор физического факультета Иркутского государственного университета;
- Д. А. Таюрский*, доктор физико-математических наук, профессор; и. о. ректора Казанского федерального университета;
- О. В. Недопекин*, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики Казанского федерального университета;

П58 **Попов, Д. Е.** Квантовая физика: истоки, рождение, развитие. Избранные сюжеты : монография / Д. Е. Попов. – Кострома : Костромской государственной университет, 2022. – 275 с.
ISBN 978-5-8285-1197-6

Монография посвящена изложению исторических аспектов зарождения, становления и последующего развития квантовой физики от античных истоков до квантовых технологий последних десятилетий. Представлены также исторические заметки по квантовой теории поля.

Монография предназначена для студентов, аспирантов физических специальностей и направлений подготовки, научных работников – историков физики, а также для широкого круга читателей, интересующихся историей физики.

УДК 530.145(09)
ББК 22.31г

ISBN 978-5-8285-1197-6
16+

© Попов Д. Е., 2022
© Костромской государственной университет, 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Истоки квантовой физики	7
1.1. Античный атомизм	7
1.2. Атомистика XIX – начала XX в.....	11
1.3. Ядерная модель атома. Эксперименты группы Резерфорда.....	18
ГЛАВА 2. Корпускулярные свойства электромагнитного излучения	26
2.1. Проблема равновесного теплового излучения. Гипотеза квантов.....	26
2.2. Фотоэффект и гипотеза световых квантов Эйнштейна.....	34
2.3. Эффект Комптона	42
ГЛАВА 3. Волновые свойства частиц	47
3.1. Полуклассическая модель атома Бора	47
3.2. Гипотеза Луи де Бройля	53
3.3. Открытие дифракции электронов.....	57
3.4. Открытие спина.....	66
ГЛАВА 4. Развитие экспериментальной квантовой механики. Последующие эксперименты по дифракции частиц	69
4.1. Эксперименты по дифракции электронов	69
4.1.1. Дифракция одиночных электронов	69
4.1.2. Двухщелевая дифракция электронов	70
4.1.3. Дифракция быстрых электронов.....	75
4.2. Дифракция атомов и молекул	77
4.3. Дифракция нейтронов	81
4.4. Интерференция молекул фуллерена	82
4.5. Интерференция органических молекул	84
4.6. Дифракция атомов на световой волне	86
ГЛАВА 5. Рождение формализма нерелятивистской квантовой механики	88
5.1. Формализм Гейзенберга	88
5.2. Формализм Шрёдингера.....	93
5.3. Связь формализмов Гейзенберга и Шрёдингера	97
5.4. Общий формализм квантовой механики. Бра- и кет-векторы.....	101
ГЛАВА 6. Рождение квантовой методологии. Интерпретация квантово-механического формализма	105
6.1. Корпускулярно-волновой дуализм. Дискуссия о световых квантах.....	106
6.2. Корпускулярно-волновой дуализм. Дискуссия о смысле волновой функции.....	110
6.3. Соотношения неопределенностей. Принцип дополнительности.....	113
6.4. Копенгагенская интерпретация	115
6.5. Многомировая интерпретация Эверетта	118
6.6. Ансамблевая интерпретация волновой функции	118

6.7. Гипотезы о квантовой природе сознания.....	119
6.8. Феномен антропоцентризма.....	121
6.8.1. Классический детерминизм: влияние на методологию квантовой механики и «мягкий антропоцентризм».....	121
6.8.2. Концепция сознания и «жесткий антропоцентризм».....	124
6.8.3. Дуализм, законы диалектики и восточные воззрения.....	126
6.9. Унитарная эволюция и редукция волновой функции.....	127
6.10. «Кот Шрёдингера».....	130
ГЛАВА 7. Развитие квантовой механики.....	133
7.1. Парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена.....	133
7.2. Неравенства Белла.....	136
7.3. Экспериментальная проверка неравенств Белла.....	140
7.4. Запутанные состояния.....	144
7.5. Квантовая телепортация.....	151
7.6. Квантовая криптография.....	168
7.7. Квантовые вычисления.....	179
7.8. Квантовый компьютер.....	186
7.9. Квантовые технологии в России.....	203
ГЛАВА 8. Квантовая теория поля.....	213
8.1. Истоки квантовой теории поля.....	213
8.1.1. Классическая электродинамика, квантовая механика и уравнение Дирака как истоки квантовой теории поля.....	213
8.1.2. Метод вторичного квантования.....	214
8.1.3. Уравнение Дирака.....	215
8.2. Квантовая электродинамика.....	221
8.2.1. Рождение квантовой теории поля.....	221
8.2.2. Формализм квантовой электродинамики. Диаграммная техника Фейнмана.....	225
8.2.3. Метод перенормировок.....	231
8.2.4. Вакуумные эффекты. Лэмбовский сдвиг. Аномальный магнитный момент электрона.....	233
8.3. Развитие квантовой теории поля.....	237
8.3.1. Ренормгруппа.....	237
8.3.2. Аксиоматический подход.....	239
8.3.3. Дисперсионные соотношения.....	240
8.3.4. Глубоко неупругие процессы. Квантовая хромодинамика.....	242
8.3.5. Калибровочная симметрия.....	246
Заключение.....	252
Библиографический список.....	253

ВВЕДЕНИЕ

Развитие физики в XX – начале XXI в. показало, что квантовая физика является наукой чрезвычайно успешной и занимает уникальное место в истории физики. Весьма заметное количество Нобелевских премий было присуждено за работы в области квантовой физики.

Важнейшее значение квантовой физики отмечал и Л. И. Пономарёв в своей известной книге «Под знаком кванта», характеризуя XX в. как век «квантовой физики и всей современной науки» [1].

Истории зарождения и развития квантовой механики уделялось значительное внимание историками физики. К достаточно ранним работам следует отнести монографию известного английского математика и историка науки Э. Уиттекера «История теорий эфира и электричества» (1953) [2]. Известный итальянский историк физики М. Льоцци также уделял значительное внимание истории зарождения и развития квантовой механики в своей монографии «История физики» (1970) [3].

Истории квантовой механики были посвящены известные работы советских ученых, изданные еще 40–50 лет назад. Это работы П. С. Кудрявцева (1971) [4], Б. И. Спасского (1977) [5], Я. Г. Дорфмана (1979) [6].

В последние десятилетия также издавались работы по истории квантовой механики. Следует указать обзорную статью М. Б. Менского «Квантовая механика: новые эксперименты, новые приложения и новые формулировки старых вопросов» (2000) [7] и книгу В. П. Милантьева «История возникновения квантовой механики и развитие представлений об атоме» (2009) [8].

Новаторский подход к преподаванию квантовой механики был использован в пособии А. И. Львовского «Отличная квантовая механика» (2019) [9; 10], изложение материала в котором действительно выгодно отличается от традиционных курсов по квантовой механике.

Начало XXI в. характеризуется интенсивными и широкими исследованиями по квантовым технологиям. Квантовые технологии, базирующиеся на фундаментальных и прикладных квантовых исследованиях, составляют в настоящее время основу для дальнейших перспектив развития «цифровых технологий» и «цифровой экономики».

Практически сразу после формулировки основных принципов и положений квантовой теории она подверглась критике. «Современная физика – это драма. Драма идей», – сказал однажды о нарождающейся новой физике А. Эйнштейн. Квантовая физика содержала принципиально новые черты по сравнению с классической физикой и макроскопическим опытом наблюде-

ний человека за явлениями и объектами природы. Около 30 лет происходил знаменитый диалог по методологическим проблемам квантовой физики между А. Эйнштейном и Н. Бором.

В настоящее время подавляющее большинство физиков успешно используют аппарат квантовой физики и не испытывают когнитивного диссонанса в связи с онтологией и гносеологией этой науки. Однако заметная часть физиков продолжает исследовать методологические аспекты квантовой теории. Среди них есть и выдающиеся ученые современности: такая методологическая дискуссия продолжалась и в конце XX – начале XXI в. между С. Хокингом и Р. Пенроузом.

Вместе с тем, в пособиях и учебниках по истории физики отсутствуют подробные экспериментальные данные по истории развития квантовых представлений об окружающем мире, в частности, полные ссылки на оригинальные источники, а также сведения по стремительному развитию квантовой теории и квантовых технологий последних десятилетий.

С 1940-х гг. развивается квантовая теория поля – квантовая электродинамика, теория электрослабых взаимодействий, квантовая хромодинамика. Актуальными задачами являются создание теории «великого объединения» трех фундаментальных взаимодействий – электромагнитного, слабого и сильного, а также и суперобъединения, включающего гравитационное взаимодействие, и создание теории супергравитации. Продолжаются интенсивные теоретические исследования в теории суперструн.

Этим аспектам истории и методологии квантовой физики и посвящена данная монография.

ГЛАВА 1. ИСТОКИ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

1.1. Античный атомизм

Первые попытки естественно-научного структурирования материального мира относятся к высокоразвитому рабовладельческому строю древней Греции. В отличие от Древнего Востока античная наука не была сосредоточена в пределах замкнутых жреческих каст, ею могли заниматься все свободные граждане, имевшие для этого необходимые возможности – свободное время и материальные средства. В древней Греции появились первые профессиональные научные работники и учителя, возникли первые научные учреждения, например академии Платона и Аристотеля.

Материалистические воззрения на природу вырабатываются в Древней Греции с XI по IX вв. до н. э. Греческая наука – первая попытка построения картины мира, основанная на наблюдении явлений природы. Природа рассматривалась древнегреческими натурфилософами в целом, во всеобщей связи явлений, непрерывном развитии и изменении. Древнегреческие натурфилософы стремились свести все разнообразие природных явлений к некоторому конечному числу первоначал. Так, например, Фалес утверждал, что все в мире произошло от воды и все превращается в воду. Анаксимандр первоосновой всего сущего считал апейрон – неопределенное, беспредельное начало, из которого возникают и развиваются миры. Первоосновой всего окружающего является воздух, – утверждал Анаксимен. Гераклит началом всего считал огонь, а Эмпедокл – огонь, воду, воздух и землю. Античная натурфилософия привела к великому принципу сохранения – «из ничего ничего не бывает». Этот принцип стал исходным концептуальным положением античных атомистов. Демокрит – крупнейший античный атомист, представлял материю вечной – ничто не создается из ничего, и все, что существует, не может быть уничтожено. В основе всего сущего лежат неизменные и неделимые частицы вещества – атомы, движущиеся в пустом пространстве. Количество атомов бесконечно, они, однако, отличаются друг от друга формой, величиной и не имеют внутренней структуры. Все разнообразные вещи образуются из различных атомов. Даже душа состоит из атомов – тонких, гладких и круглых. Учение Демокрита, Эпикура и других атомистов было изложено в знаменитой поэме «О природе вещей» римского философа и поэта, еще одного представителя античного атомизма – Тита Лукреция Кара. Вот как Лукреций Кар формулирует цель и программу божественного провидения [11, с. 168, 171]:

«Ибо о сущности высшей небес и богов собираюсь
Я рассуждать для тебя и вещей объясняю начала,
Все из которых творит, умножает, питает природа
И на которые все после гибели вновь разлагает.
Их, объясняя их суть, материей мы называем
И для вещей родовыми телами обычно, а также
Их семенами вещей мы зовем и считаем телами
Мы изначальными, ибо началом всего они служат.
<...>

Из ничего не творится ничто по божественной воле...
Если же будем мы знать, что ничто не способно возникнуть
Из ничего, то тогда мы гораздо яснее увидим
Наших заданий предмет: и откуда являются вещи,
И каким образом всё происходит без помощи свыше.
Если бы из ничего в самом деле являлись вещи,
Всяких пород существа безо всяких семян бы рождались...»

Как видно, в поэме Лукреция Кара фактически изложена цель и программа науки – структурировать все явления и найти конечное число элементов, из которых образуются все остальные объекты природы.

Материальный мир по представлениям античных натурфилософов-материалистов вечен и неизменен и состоит из атомов и пустоты. Атомы движутся непрерывно и вечно, причиной этого движения является сама Вселенная. Атомы обладают формой, величиной и весом. Они движутся с одинаковыми скоростями, но могут самопроизвольно отклоняться от прямолинейного пути. Это порождает столкновения и вихревые движения и приводит к образованию вещей. Характерно, что существование атомов античные атомисты обосновывали наблюдениями из повседневной обыденной практики: сушка одежды, намокание одежды вблизи моря, стирание камней мостовой, стирание руки медной статуи у городских ворот при многочисленных прикосновениях входящих в город людей – эти и другие явления они объясняют существованием атомов. Эпикур допускал единое происхождение других небесных миров из атомов и наличие в этих других мирах растений и человека. Вселенная, по Лукрецию Кару, бесконечна [11, с. 175]:

«Нет никакого конца ни с одной стороны у вселенной
Ибо иначе края непременно она бы имела;
Края ж не может иметь, очевидно, ничто, если только
Вне его нет ничего, что его отделяет, чтоб видно
Было, доколе следить за ним наши чувства способны.
Если ж должны мы признать, что нет ничего за вселенной:
Нет и краев у нее, и нет ни конца, ни предела.
И безразлично, в какой ты находишься части вселенной:
Где бы ты ни был, везде, с того места, что ты занимаешь,
Все бесконечной она остается во всех направленьях...»

Разумеется, что в настоящее время представления античных атомистов о первоосновах мироздания могут казаться наивными. Однако они были материалистами и фактически сформулировали цель физики элементарных частиц.

Одним из крупнейших философов античности был Платон, ученик Сократа – одного из первых диалектиков и объективных идеалистов. По Платону, истинная сущность – это сами идеи, а вещи – только лишь несовершенные копии идей. Платоновская «физика» сводилась к отвлеченным формам и отношениям, постигаемым внутренним созерцанием. Интересно, однако, что Платон вовсе не оторван от старой досократовской натурфилософии. Он многое воспринял у своего современника Демокрита, который свои атомы называл «идеями», Платон же отнюдь не чурался термина «атом». Все же философские тенденции Демокрита и Платона были противоположны. Существование идей обосновано у Платона достаточно бессодержательно. В 70–60 гг. до н. э. центральным учением у неоплатоников являлось учение об идеях как о самостоятельно существующей субстанциальной действительности, определяющей собой и всю материальную действительность. Платон учил, что материя есть отражение идей и ими порождается. Идею вещи он понимал прежде всего как принцип вещи, как метод ее конструирования и познания, как смысловую модель ее бесконечных чувственных проявлений. Материя, по Платону, является функцией идеи.

Собственно термин «физика» принадлежит Аристотелю, который обобщил и подытожил все достижения своих предшественников. Его взгляды и на природу, и на общественную жизнь были изложены в восьми книгах, которые в дальнейшем назывались «Лекции по физике» или «Физика». Слово «физика» происходит от греческого φύσις (природа). В античную эпоху наука охватывала всю совокупность знаний о явлениях природы. Физика, таким образом, являлась наукой о природных явлениях. Аристотель не принял материалистических взглядов атомистов. Однако он не был и идеалистом, как его учитель Платон.

Признавая объективность существования материи, Аристотель вместе с тем считал, что материя существует лишь как «возможность», как «материальная причина» вещей; наряду с этим существует и вторая причина – форма, «формальная причина». Всякая вещь образуется из соединения материи с формой. Превращение возможности в действительность, материи в вещь осуществляется деятельным началом – движением, действующей причиной. В сочинении «Физика», Аристотель указывает задачи этой науки: она должна познавать начала, причины или элементы. Таким образом, по Аристотелю, физика является общей теорией природы, исследующей ее основные начала и элементы. Отвергая концепцию атомистов, Аристотель все происходящие в природе изменения объясняет борьбой четырех противоположных качеств – тепла и холода, сухости и влажности. Из этих качеств можно составить элементы: огонь (тепло и сухость), воз-

дух (тепло и влажность), воду (холод и влажность), землю (холод и сухость). Из этих элементов состоит весь окружающий мир. Изменением первичных качеств можно разрушать и изменять элементы, осуществлять превращения одних веществ в другие вещества. Учение Аристотеля сводится к следующим основным положениям:

- использовался дедуктивный метод, не основанный на опыте или эксперименте;
- пространство связано с телами, понятие пространства образуется из понятия «место» – всякое тело находится в месте, чистого места без тела, то есть пустоты, нет;
- время связано с движением, время – своеобразная мера движения, время связано с реальными явлениями;
- дуализм качеств и образование из пар качеств элементов, из которых в свою очередь образуются материальные вещи;
- наличие идеальных движений – равномерных круговых вращений небесных сфер и естественных движений, то есть присущих элементному миру;
- тело движется только под действием силы.

Учение Аристотеля было канонизировано церковью в Средние века, многие положения его учения продержались до XVI в., до великих открытий Г. Галилея.

Итак, в истории античной натурфилософии имелись постоянные попытки свести все природные явления, отличающиеся большой сложностью, к конечному числу простых фундаментальных идей и отношений, что и теперь является целью и программой физики. Этот основной принцип натуральной философии и современной науки был выражен в нижеприведенных положениях атомистики Демокрита.

1. Из ничего ничего не бывает: ничто из того, что есть, не может быть уничтожено. Всякое изменение есть только соединение и разделение.

2. Ничто не происходит случайно, но все происходит по некоторой причине и необходимости.

3. Ничего не существует, кроме атомов и пустого пространства; все же прочее есть мнение.

4. Атомы невидимы глазом, бесконечны в числе и бесконечно различны по форме. В вечном падении через бесконечное пространство большие, которые движутся скорее, ударяются в меньшие; возникающие при этом боковые движения и круговращения суть начала образования миров. Бесконечные миры возникают и снова исчезают друг возле друга и друг после друга.

5. Различие всех предметов зависит от различия их атомов в числе, величине, форме и порядке. Качественного различия атомов не существует. Атомы не имеют «внутреннего состояния»: они действуют друг на друга посредством давления и удара.

6. Душа состоит из мелких, гладких и круглых атомов, подобных атомам огня. Эти атомы суть самые подвижные, и от их движения, проникающего через все тело, происходят явления жизни.

Однако этот принцип сведения явлений к фундаментальным основам в античной натурфилософии был хотя и глубоким, но все же вымыслом воображения. Законы природы, устанавливающие связь следующих друг за другом событий, были неизвестны античным натурфилософам. Физика как наука, связывающая теорию и эксперимент, началась фактически с работ Г. Галилея.

1.2. Атомистика XIX – начала XX в.

Представления древнегреческих мыслителей носили философский, метафизический, догматический, а не естественно-научный характер. Тем не менее в методологических аспектах античный атомизм имел выдающееся значение и во многом методологически определил стратегическое развитие физики. Прошли тысячелетия, прежде чем эта концепция получила дальнейшее развитие на новом уровне [5].

Первоначально в эпоху Нового времени понятие атома развивалось в недрах химии [12, 13]. Д. Дальтон установил, что атомы одного и того же химического элемента имеют совершенно идентичные свойства, и дал определение атомного веса. А. Авогадро установил, что в идеальном газе при одинаковой температуре и давлении содержится в единице объема одинаковое количество молекул.

Первой формой физической атомистики явилась молекулярно-кинетическая теория. И. Лошмидт вычислил диаметр и среднюю длину свободного пробега молекул газа.

Р. Броун в 1828 г. заметил, что даже в самый простой микроскоп видно, что цветочная пыльца распадается в воде на мельчайшие частицы, находящиеся в непрерывном беспорядочном движении. Броун сначала считал, что это явление характерно только для молекул живой материи, но после обнаружил такое же движение и для неорганического вещества. Сначала физики не придали этому явлению большого значения: одни полагали, что явление вызвано дрожанием опоры, на которой расположен микроскоп, другие утверждали, что это явление аналогично перемещениям пылинок в воздухе. Позднее наблюдатели пришли к выводу, что источником движения являются не сами взвешенные в жидкости частицы, – движение обусловлено внутренним строением самой жидкости.

Исследования броуновского движения явились самостоятельным направлением атомных исследований. Эти исследования проводились около 75 лет и не привлекали в широком контексте внимание физиков, развивающих молекулярно-кинетические представления. Лишь после создания в основных чертах молекулярно-кинетической теории теплоты удалось объяснить и броуновское движение.

Статистическая теория броуновского движения была разработана в 1904 г. М. Смолуховским и А. Эйнштейном.

В 1905 г. в статье, посвященной проблеме броуновского движения, Эйнштейн писал:

«В этой работе будет показано, что согласно молекулярно-кинетической теории теплоты взвешенные в жидкости тела микроскопических размеров вследствие молекулярного теплового движения должны совершать движения такой величины, что легко могут быть обнаружены под микроскопом. Возможно, что рассматриваемые движения тождественны с так называемым броуновским молекулярным движением, однако доступные мне данные относительно последнего настолько неточны, что я не мог составить себе об этом определенного мнения.

Если рассматриваемое движение вместе с ожидаемыми закономерностями действительно будет наблюдаться, то классическая термодинамика не может считаться вполне справедливой уже для микроскопически различимых областей, и тогда *возможно точное определение истинных атомных размеров* (выделено мной. – Д. П.). Если же, наоборот, предсказание этого движения не оправдывается, то это будет веским аргументом против молекулярно-кинетического представления о теплоте» [14, с. 108].

Рассуждения Эйнштейна в общих чертах были таковы. Суспензия броуновских частиц должна обладать, как и для раствора молекул, осмотическим давлением. При неравномерной плотности такой суспензии пространственное непостоянство давления обуславливает диффузионное движение. Это движение можно вычислить. Тот же диффузионный процесс можно рассматривать как результат беспорядочных смещений взвешенных частиц под действием теплового движения. Приравнивая таким образом полученные диффузионные потоки, Эйнштейн получил выражение для среднеквадратичного смещения частиц

$$\Delta x^2 = 2Dt,$$

где t – время наблюдения; D – коэффициент диффузии:

$$D = kT/6\pi\eta a,$$

где k – постоянная Больцмана; T – температура; η – коэффициент вязкости среды; a – радиус частицы.

При уменьшении времени наблюдения скорость возрастает, и это приводило к безуспешным попыткам измерения мгновенной скорости броуновской частицы, неоднократно предпринимавшимся в XIX в. Из закона распределения Максвелла – Больцмана Эйнштейн получил формулу для расчета вероятности распределения по вертикали частиц, распределенных в объеме V с плотностью ρ у основания сосуда:

$$dW = \text{const } e^{-\frac{N}{RT}V(\rho - \rho_0)gx} dx,$$

где ρ_0 – плотность жидкости; g – ускорение силы тяжести; x – вертикальное расстояние точки от дна сосуда.

Эйнштейн предложил новый метод определения числа Авогадро и, следовательно, размера молекул.

Ж. Перрен использовал теоретические представления Эйнштейна при построении своей экспериментальной исследовательской программы. Перрен в 1908–1909 гг. провел уникальные исследования [15] броуновского движения. Интерес ученого к броуновскому движению обуславливался его взглядом на атомистическое учение, а также на всю проблематику, связанную с вероятностной трактовкой второго начала термодинамики и границами его применимости. Эти исследования показали, что броуновское движение означает существование молекул, хотя заключения и были построены на опосредованной базе в том смысле, что непосредственно молекулы, конечно, не наблюдались. Методика работ Перрена была основана на изучении свойств и поведения эмульсий, вследствие чего определялось число Авогадро, оценивался размер молекул.

В лекции на заседании Философского общества в 1906 г. Перрен объяснял предстоящую научную программу своих исследований:

«Мы намереваемся показать, что достаточно тщательные наблюдения обнаруживают, что в жидкости в каждый момент возникают спонтанные нерегулярные движения, несовместимые с принципом Карно, если только не допустить, что этот принцип имеет вероятностный характер, обусловленный молекулярной гипотезой» [16, с. 186].

Согласно молекулярно-кинетической теории средняя кинетическая энергия молекулы газа W связана с давлением p и объемом V газа соотношением

$$W = \frac{3}{2} p \frac{V}{n},$$

где n – число молекул в объеме V .

Такую методологию можно применить и к молекулам растворенного вещества и получить связь W с осмотическим давлением. Для газов уравнение состояния имеет также вид

$$pV = NRT,$$

где T – абсолютная температура; N – число молей газа; R – универсальная газовая постоянная.

Тогда для энергии молекул полагается соотношение

$$W = \frac{3}{2} \frac{NRT}{n} = \frac{3}{2} \frac{RT}{N_0}.$$

Отношение $n/N = N_0$ есть число Авогадро. Средняя кинетическая энергия молекул зависит только от температуры, это справедливо и для молекул разбавленного раствора. Перрен далее так определял свою исследовательскую программу:

«Короче говоря, каким бы ни был путь, мы приходим к выводу, что средняя энергия перемещения молекулы равна средней энергии крупинки эмульсии. Следовательно, если мы найдем способ вычисления энергии крупинки по измеримым величинам, то таким образом мы сможем проверить нашу теорию... В таком случае мы не только имеем право считать молекулярную теорию этого движения доказанной, но и рассматривать наши эксперименты как довольно точный на сегодня метод определения размеров молекул» [17, с. 56].

Прежде всего, необходимо было получить рабочее выражение для состояния крупинки. Из простых физических рассуждений с учетом осмотического давления Перрен получил следующее соотношение для уравнения распределения эмульсии:

$$\frac{2}{3}W \ln \frac{n_0}{n} = \varphi(\Delta - \delta)gh,$$

где W – средняя энергия крупинки; n_0 и n – концентрация крупинки в точках, отстоящих по высоте на величину h ; φ – объем крупинки; Δ и δ – плотность крупинки и плотность жидкости, в которой эти крупинки взвешены.

Таким образом, необходимо было измерить все величины, относящиеся к крупинкам и жидкости, и получить величину средней кинетической энергии движения крупинки. Измерениям подлежали: отношения концентраций, объем частицы, плотности крупинки и жидкости. Из равенства полученной энергии и энергии молекул далее можно было определить число Авогадро, а также оценить размер молекул. Перрен после предварительных проб стал проводить свои опыты на эмульсии гуммигута – желтой смолы, использовавшейся для приготовления акварельных красок, мастик и спиртовых лаков. Важным при таком выборе было то, что такая суспензия была однородной, а взвешенные частицы имели сферическую форму – радиус частиц мог быть измерен и, следовательно, можно было найти объем крупинки. Важно также было получить взвесь крупинки одинакового размера. Сортировка частиц по размерам осуществлялась с помощью процедуры, которую Перрен назвал «центрифугированием фракций». Схема устройства для измерения распределения крупинки в эмульсии приведена на рисунке 1.1 [17, с. 60].

Одна капля эмульсии помещалась в плоский цилиндрический сосуд, при этом на предметное стекло микроскопа клали стеклянную пластинку толщиной 0,1 мм. Сверху сосуд закрывали покровным стеклом и сосуд с эмульсией герметизировали с помощью парафина или лака для предотвращения испарения жидкости. Такой препарат мог использоваться в течение нескольких недель. Все устройство устанавливалось на столик микроскопа. Столик располагался строго горизонтально, чтобы перемещение тубуса и объектива происходило строго вертикально. Использовался объектив с большим увеличением, но с малой глубиной резкости порядка 1 мкм.

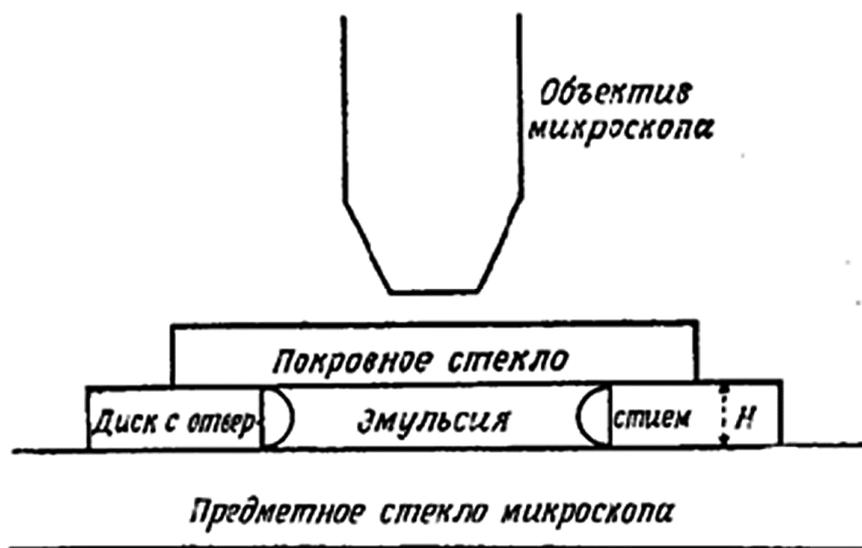


Рис. 1.1. Схема устройства для наблюдения движения взвешенных частиц в опытах Перрена

Глубина сосуда составляла 100 мкм. При однократном наблюдении были ясно видны лишь крупинки из узкого горизонтального слоя эмульсии. Поднимая или опуская тубус, можно было наблюдать крупинки в различных слоях. Расстояние между слоями по вертикали соответствует разности высот h . Оно определялось по шкале микрометрического винта микроскопа. Среднее значение числа крупинок в одном и том же слое можно многократно зафиксировать фотографированием.

«Работая... с регулярным интервалом... в 15 с, можно получить серию чисел, среднее значение которых постепенно приближается к некоторому пределу, определяющему среднюю частоту попадания крупинок в малый цилиндрический слой на исследуемом уровне, на который настроен микроскоп», – отмечал Перрен [17, с. 61].

Производилось несколько тысяч отсчетов для двух уровней, чтобы определить отношение концентраций. Радиус крупинки определялся Перреном тремя способами. Практически было сложно считать зернышки во взвеси. Но Перрен обнаружил, что в слабокислой среде крупинки гумигута или смолы собирались на стенках стеклянного сосуда, использовавшегося при приготовлении эмульсии. Суспензия при этом разрушалась, но это не имело значения: важно было, что крупинки при соударении со стеклом прилипали к нему и что через несколько часов все крупинки, первоначально находившиеся в одной из ячеек, оказались зафиксированными на поверхности сосуда. Простой подсчет позволял определить число крупинок в известном объеме эмульсии и, зная массу на единицу объема, вычислить размер каждой крупинки. Конечный результат был получен Перреном по шести эмульсиям. Результаты для пяти эмульсий приведены в таблице 1.1 [17, с. 64].

Таблица 1.1

Радиусы крупинок в эмульсиях (в микронах)

Вещество	Метод подсчета	Метод закона Стокса	Метод рядов
Гуммигут	0,14	0,15	–
Гуммигут	0,212	0,213	–
Гуммигут	0,30	0,29	0,30
Гуммигут	0,46	0,45	0,455
Гуммигут	–	0,49	0,50
Смола	–	0,52	0,54

На рисунке 1.2 приведена фотография [17, с. 65] крупинок эмульсии, осевших на поверхности сосуда; по приблизительно регулярным рядам можно было оценить диаметр крупинок.

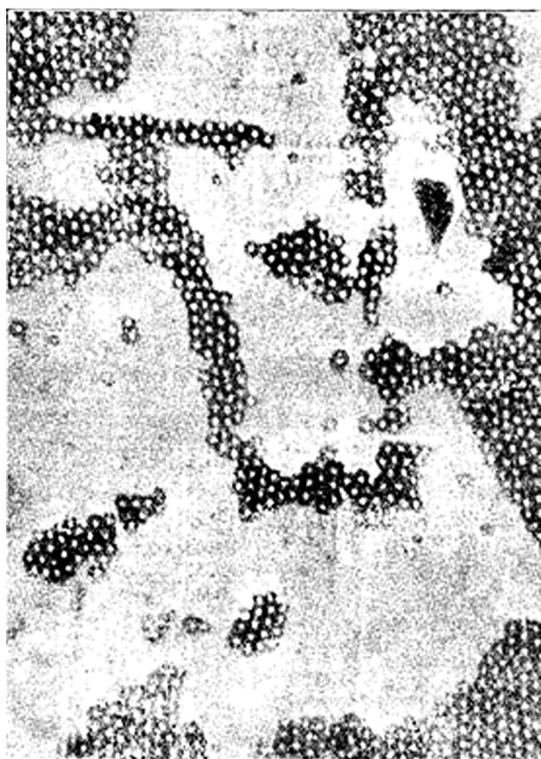


Рис. 1.2. Фотография крупинок эмульсии в опытах Перрена

Проанализировав все данные, Перрен установил, что значение числа Авогадро лежит между $5,0 \cdot 10^{23}$ и $8,0 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹. По серии, приведенной в таблице 1.1, значение $N_0 = 7,5 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹.

Полное число крупинок, сосчитанное для определения отношения концентраций, было заключено между 3 000 и 7 500. В серии, в которой использовалась эмульсия с радиусом частиц 0,212 мкм, Перрен сосчитал 13 000 крупинок и получил значение $N_0 = 7,05 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ (современное значение

$N_0 = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹). Во всех измерениях диапазон значений масс соответствовал изменению массы в 40 раз, разность плотностей крупинок и жидкости изменялась в 5 раз, скорость уменьшения концентрации с увеличением высоты – в 30 раз.

Броуновские частицы испытывают не просто беспорядочные смещения из равновесного положения. В действительности траектории частиц броуновского движения представляют собой нерегулярные, беспорядочно расположенные отрезки. На рисунке 1.3 [17, с. 65–66] приведены три примера таких траекторий.

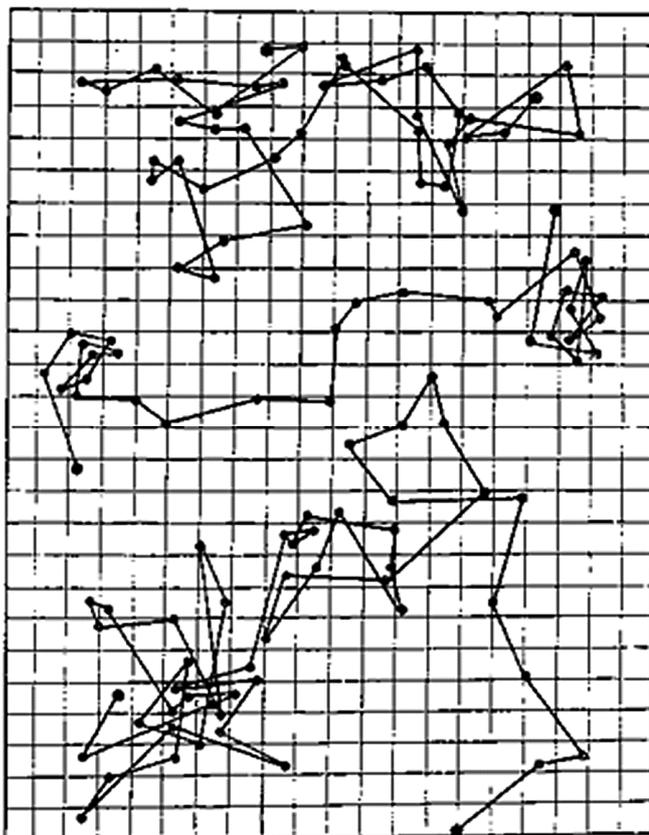


Рис. 1.3. Три примера траекторий частиц при броуновском движении

Точками изображены положения частиц через интервалы в 30 с. Перрен отмечал:

«Цена деления не приведена, но, очевидно, она имела порядок одного или нескольких микрон. На одной из этих картин указаны 50 последовательных положений одной крупинки. Она дает лишь весьма слабое представление об удивительной запутанности действительной траектории. На самом деле если отмечать положение частицы через каждую секунду, то каждый из прямолинейных отрезков представится в виде незамкнутого многоугольника с 30 сторонами, т. е. будет иметь столь же сложный вид, как изображенная здесь картина» [17, с. 67].

Далее Перрен пишет:

«Я уверен, что ум, свободный от предубеждения, не способен отвергнуть чрезвычайно разнообразные явления, которые сводятся, тем не менее, к одному и тому же результату... и я думаю, что отныне будет трудно отстаивать враждебное отношение к молекулярной гипотезе мало-мальски разумными аргументами, ибо она одно за другим отменяла все обвинения и заслужила, по крайней мере, чтобы в нее верили...» [17, с. 68–69].

Эти революционные опыты Перрена подтвердили теоретические построения Смолуховского – Эйнштейна о природе броуновского движения. Энтузиазм Перрена, его выдающиеся экспериментальные способности, горячий научный оптимизм и непоколебимая уверенность в существовании атомов привели к тому, что самые скептически настроенные ученые того времени вынуждены были признать существование атомов.

«Если бы в результате какой-то мировой катастрофы все накопленные научные знания оказались бы уничтоженными и к грядущим поколениям живых существ перешла бы только одна фраза, то какое утверждение, составленное из наименьшего количества слов, принесло бы наибольшую информацию? Я считаю, что это – *атомная гипотеза* (можете называть ее не гипотезой, а фактом, это ничего не меняет): *все тела состоят из атомов – маленьких телец, которые находятся в беспрерывном движении, притягиваются на небольшом расстоянии, но отталкиваются, если одно из них плотнее прижать к другому.* В одной этой фразе, как можно убедиться, содержится *невероятное* количество информации о мире, стоит лишь приложить к ней немного воображения и чуть соображения», – вот какое огромное значение придавал атомным знаниям Р. Фейнман [18, с. 23].

Атомная гипотеза была сформулирована еще в античные времена, но она обсуждалась на качественно ином философском уровне. И только в начале XX в. в теоретических построениях Эйнштейна и Смолуховского, а также в выдающихся опытах Перрена существование атомов было достоверно доказано.

1.3. Ядерная модель атома. Эксперименты группы Резерфорда

Планетарную модель атома предложил в 1901 г. Жан Перрен в статье, опубликованной в журнале «Научное обозрение» [19]. Он представлял атом как миниатюрную солнечную систему, в которой электроны-планеты вращаются на больших расстояниях вокруг малого по размеру ядра-солнца.

Одна из первых атомных моделей была предложена У. Томсоном (лордом Кельвином) в 1902 г., но развивал ее Дж. Дж. Томсон [20]. В 1904 г. им была высказана гипотеза о том, что атом представляет собой положительно заряженную сферу с вкрапленными электронами, суммарный отрицательный

заряд которых равен положительному заряду сферы. Он предположил также, что электроны разделяются на группы, образуя различные конфигурации, обуславливающие периодичность химических элементов.

Ф. Ленард предложил атомную модель при изучении катодных лучей. Результаты исследований позволили ему сделать заключение, что атомы различных веществ построены из различного числа составляющих одного и того же типа. Эти составляющие он назвал «динамидами». Из-за высокой прозрачности тонких фольг для катодных лучей он заключил, что объем динамид составляет всего $\sim 10^{-12}$ от объема всего атома. Линейный размер атома Ленард оценил в несколько ангстрем. По Ленарду, динамида представляет собой тесное объединение электрона с положительно заряженным телом, обладающим значительно большей массой, чем электрон.

Х. Нагаока в 1904 г. высказал идею: атом представляет собой массивный положительный заряд, вокруг которого по окружности через определенные интервалы располагаются электроны [21]. На модель Нагаоки физики не обратили внимания, хотя в известной мере ее можно считать предшественницей модели Резерфорда. Нагаока также предположил, что малые колебания электронов относительно равновесных положений вызывают оптическое излучение и даже получил качественное и частично количественное согласие с наблюдаемыми свойствами оптических спектров. Он также предполагал, что сильное возмущение может разрушить атом; при этом электроны вылетают в виде β -частиц, а положительный заряд образуют α -частицы.

Решающий вклад в представление о ядерной модели атома был сделан в результате исследований рассеяния α -частиц, выполненных под руководством Э. Резерфорда стажером Г. Гейгером и аспирантом Э. Марсденом.

Изучением рассеяния α -частиц Резерфорд начал заниматься еще в 1906 г. Коллимированный пучок частиц, проходящий через воздух, оставлял на фотопластинке легко очерченное пятно. Пучок, проходящий через мишень из слюды толщиной 20 мкм, был больше, чем проходящий через воздух. Расплывание пятна примерно соответствовало отклонению частиц на 2° . Резерфорд оценил напряженность электрического поля, которое бы могло вызвать такое отклонение. По его оценкам, величина напряженности поля получилась $\sim 10^8$ В/см.

В статье 1908 г. в журнале “Philosophical Magazine” Резерфорд писал [цит. по: 22, с. 8–9]:

«Поскольку масса, импульс и кинетическая энергия альфа-частицы очень велики по сравнению с соответствующими величинами для электрона, представляется невозможным, чтобы альфа-частица могла отклониться на большой угол при сближении с электроном. По-видимому, проще всего предположить, что атом содержит центральный заряд, распределенный в очень малом объеме».

Название «ядро» было предложено Резерфордом в 1912 г. Резерфорд считал, что большинство α -частиц проходит вдали от малого по размеру ядра и поэтому мало изменяет направление своего первоначального движения. Те же немногие частицы, подходящие близко к ядру, встречаются с большой силой отклонения и рассеиваются на большой угол в заднюю полусферу.

В 1908 г. Резерфорд рекомендовал Гейгеру продолжить подобные исследования. На рисунке 1.4 приведена схема установки Гейгера [23].

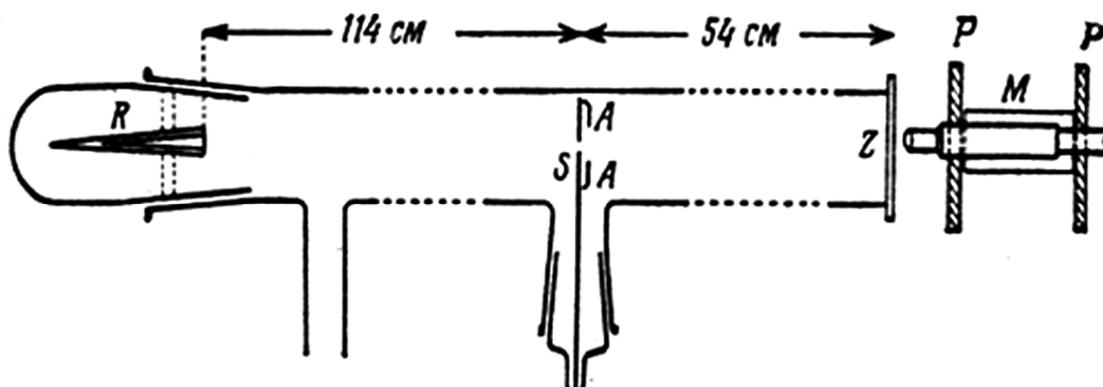


Рис. 1.4. Схема установки Гейгера

В стеклянной трубке длиной около 2 м и диаметром около 4 см источник частиц закреплялся внутри конуса *R*. Испущенные частицы проходили через узкую щель *S* шириной 0,9 мм и оставляли изображение на фосфоресцирующем экране *Z* из сульфида цинка, закрепленном на конце трубки. Размер пятна на экране составлял примерно 2 мм (в зависимости от размеров источника и расстояния от него до экрана). Число сцинтилляций, возникающих в результате попадания частиц на экран, подсчитывалось визуально с помощью микроскопа с 50-кратным увеличением. Просматриваемая площадь составляла примерно 1 мм². Число фиксируемых вспышек в минуту изменялось от 2–3 до 80. Микроскоп был смонтирован на салазках *PP*, и можно было наблюдать сцинтилляции на различных расстояниях от центра пучка частиц. Положение микроскопа фиксировалось на миллиметровой шкале, прикрепленной к салазкам.

Полученные результаты Гейгера приведены на рисунке 1.5 [23, с. 176]. Кривая *A* соответствует распределению сцинтилляций для случая, когда частицы двигались в вакууме. Вакуум поддерживался наличием активированного угля, поглощающего газ в трубке, и составлял до $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. Кривая *B* соответствует случаю перекрытия щели одним листком золота толщиной примерно 10^{-4} мм. Случаю перекрытия щели двумя листками золота соответствует кривая *C*. Измерения Гейгера охватывали интервал отклонений частиц до 10 мм, и при расстоянии от источника до экрана 54 см это соответствовало углу в 1°. Очень мало частиц рассеивалось на большие углы.

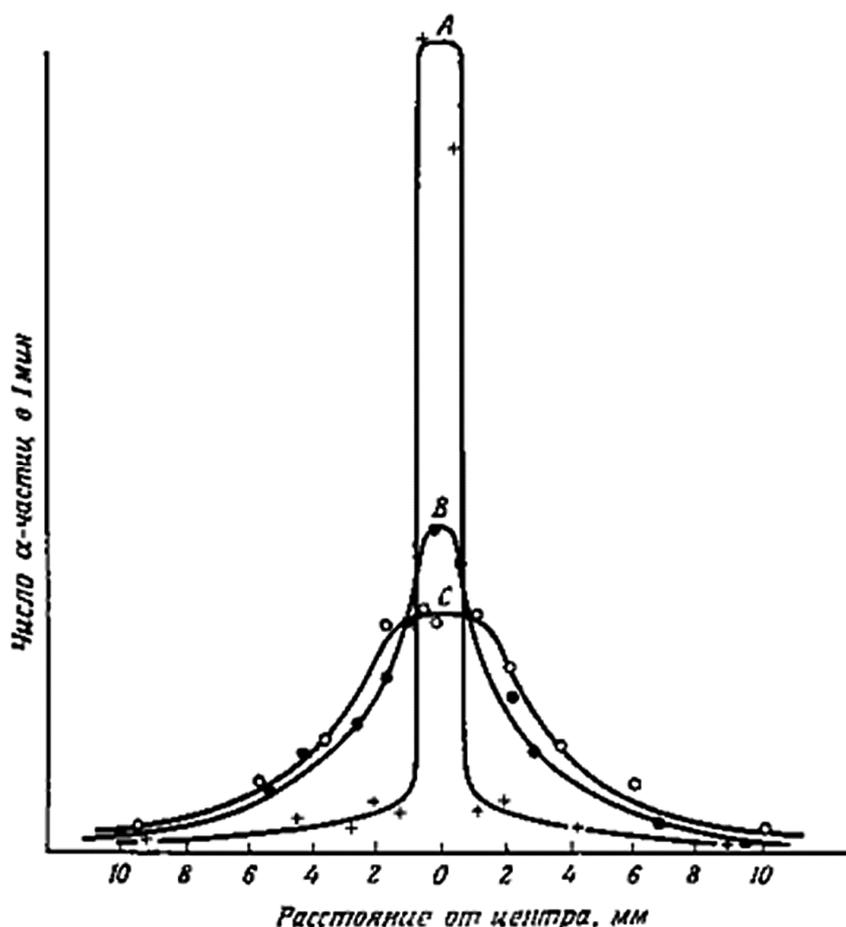


Рис. 1.5. Результаты опытов Гейгера

В 1938 г. Резерфорд вспоминал:

«Однажды ко мне пришел Гейгер и спросил: „Не думаете ли Вы, что молодой Марсден которого я обучаю методам работы с радиоактивностью, должен начать небольшое исследование?“ Теперь и я так думаю – ответил я. „Почему бы ему не посмотреть, не рассеиваются ли α-частицы на большие углы?“ Я могу сказать Вам по секрету, что я не верил в это, потому что мы знали, что α-частица – это очень быстрая тяжелая частица с огромной энергией, и можно показать, что если рассеяние обусловлено накоплением эффекта от последовательных рассеяний на малые углы, то вероятность рассеяния α-частицы назад должна быть очень мала» [17, с. 74–75].

Результаты измерений Гейгера и Марсдена, опубликованные в 1909 г., показали, что случаев рассеяния α-частиц на большие углы поразительно много. Источником α-частиц служила эманация радия, помещенная в стеклянную коническую трубку AB, конец которой B был закрыт слюдой, причем частицы могли свободно проходить через нее (рис. 1.6). Экран из сульфида цинка S размещался за свинцовой пластиной P таким образом, чтобы прямо летящие частицы не могли попасть на экран. Частицы, отраженные

от платинового отражателя RR площадью примерно в 1 см^2 , попадали на экран S в среднем под прямым углом. По известным значениям расстояния от источника до отражателя и площади отражателя подсчитывалось обычным визуальным способом через окуляр M число частиц, падающих на отражатель [24, с. 496].

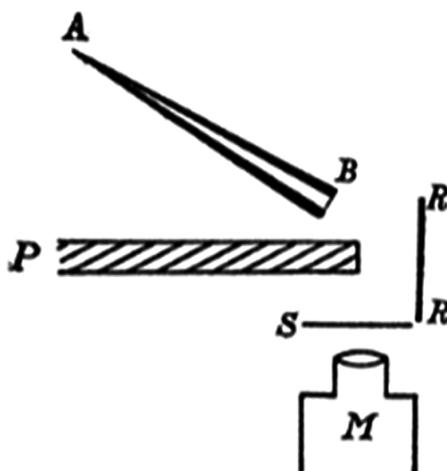


Рис. 1.6. Схема первой установки Гейгера – Марсдена

Для определения полного числа отраженных частиц принимали, что частицы распределены равномерно по полусфере с центром в середине отражателя. В воспоминаниях 1938 г. Резерфорд говорил [17, с. 77]:

«Я помню... ко мне пришел очень взволнованный Гейгер и сказал: „Мы, кажется, получили несколько случаев рассеяния α -частиц назад...“. Это самое невероятное событие, которое было в моей жизни. Это почти также невероятно, как если бы вы выстрелили 15-дюймовым снарядом в папиросную бумагу и он, отразившись от нее, попал бы в вас. При анализе этого я понял, что такое рассеяние назад должно быть результатом однократного столкновения и, произведя расчеты, увидел, что это никоим образом невозможно, если не предположить, что подавляющая часть массы атома сконцентрирована в крошечном ядре. Именно тогда у меня зародилась идея об атоме с крошечным массивным ядром, в котором сосредоточен заряд».

В 1911 г. Резерфорд писал:

«Наиболее простым является предположение, что атом имеет центральный заряд, распределенный по очень малому объему, и что большие однократные отклонения обусловлены центральным зарядом в целом, а не его составными частями. В то же время экспериментальные данные недостаточно точны, чтобы можно было отрицать возможности существования небольшой части положительного заряда в виде спутников, находящихся на некотором расстоянии от центра... Следует отметить, что найденное приближенное значение центрального заряда

атома золота ($100e$) примерно совпадает с тем значением, который имел бы атом золота, состоящий из 49 атомов гелия, несущих каждый заряд $2e$. Быть может, это лишь совпадение, но оно весьма заманчиво с точки зрения испускания радиоактивным веществом атомов гелия, несущих две единицы заряда» [25, с. 9].

В расчетах, опубликованных в 1911 г., Резерфорд нашел, что вероятность отклонения α -частицы на угол ϑ при прохождении фольги толщиной t пропорциональна

$$t \operatorname{cosec}^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right).$$

Гейгер и Марсден провели новые эксперименты для подтверждения расчетов Резерфорда. Схема их установки приведена на рисунке 1.7 [26, с. 608].

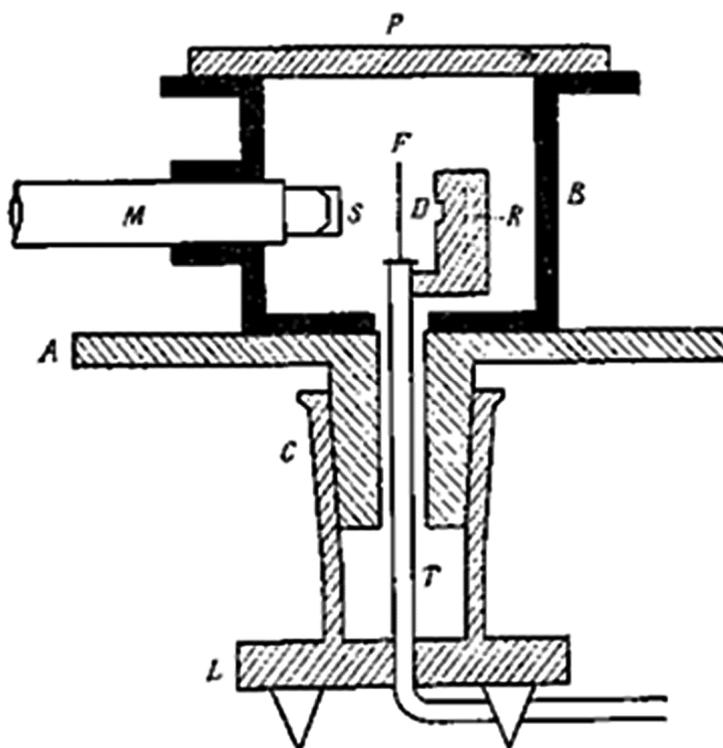


Рис. 1.7. Схема второй установки Гейгера – Марсдена

В цилиндрической металлической камере B помещались источник α -частиц R , рассеивающая фольга F , экран из сульфида цинка S , закрепленный на микроскопе M . Цилиндрическая камера закреплялась на платформе A , которая могла вращаться благодаря коническому герметичному сочленению C . При повороте платформы вокруг своей оси камера, а с ней и микроскоп с экраном могли перемещаться, в то время как фольга-мишень и источник частиц были неподвижны, так как были закреплены

на трубке T , прикрепленной к станине L . Камера сверху была закрыта матовым стеклом P , воздух из камеры откачивался через трубку T . Источник α -частиц R был изготовлен в виде стеклянной трубки с тонкими стенками диаметром 1 мм, в которую помещалось большое количество хорошо очищенной эманации радия. Тонкостенное стекло не влияло значительно на энергию испущенных α -частиц. Пучок α -частиц формировался с помощью диафрагмы в нише D и, таким образом, направлялся на фольгу F перпендикулярно ей. При повороте микроскопа можно было в различных опытах наблюдать рассеяние α -частиц на углы от 5° до 150° .

Основные результаты этих измерений представлены в таблице 1.2 [17, с. 80].

Таблица 1.2

Зависимость рассеяния альфа-частиц от угла
в опытах Гейгера – Марсдена*

Угол φ , град.	$\frac{1}{\sin^4(\varphi/2)}$	Серебро		Золото	
		Число сцинтилляций N	$N \sin^4(\varphi/2)$	Число сцинтилляций N	$N \sin^4(\varphi/2)$
I	II	III	IV	V	VI
150	1,15	22,2	19,3	33,1	28,8
135	1,38	27,4	19,8	43,0	31,2
120	1,79	33,0	18,4	51,9	29,0
105	2,53	47,3	18,7	69,5	27,5
75	7,25	136	18,8	211	29,1
60	16,0	320	20,0	477	29,8
45	46,6	989	21,2	1 435	30,8
37,5	93,7	1 760	18,8	3 300	35,3
30	223	5 260	23,6	7 800	35,0
22,5	690	20 300	29,4	27 300	39,6
15	3 445	105 400	30,6	132 000	38,4
30	223	5,3	0,024	3,1	0,014
22,5	690	16,6	0,024	8,4	0,012
15	3 445	93,0	0,027	48,2	0,014
10	17 330	508	0,029	200	0,0115
7,5	54 650	1710	0,031	607	0,011
5	27 6300	–	–	3320	0,012

Примечание. * В столбце I приведены значения угла между направлением пучка и направлением наблюдения рассеянных частиц. В столбце II показаны соответствующие вычисленные значения множителя из формулы, рассчитанной Резерфордом. В столбцах III и V приведены числа наблюдавшихся сцинтилляций для рассеивателя из серебра и золота с учетом поправок на естественный фон и на размер диафрагмы. В столбцах IV и VI приведены подсчитанные значения отношения числа сцинтилляций к $\sin^4(\varphi/2)$.

Результаты экспериментов Гейгера – Марсдена показали справедливость расчетов Резерфорда.

«Легко видеть, что для обеих серий это отношение приблизительно постоянно. Отклонения носят довольно систематический характер: отношение возрастает с уменьшением угла. Однако любая, хотя бы и незначительная асимметрия в аппаратуре, а также другие причины могли систематическим образом изменять результаты, так что... отклонения отношений от постоянных значений лежат, вероятно, в пределах ошибок измерений. Таким образом, эксперименты доказали, что число α -частиц, рассеянных в определенном направлении, изменяется с углом как $\text{cosec}^4(\varphi/2)$ », – писали Гейгер и Марсден [17, с. 81].

Они проверили также предсказание Резерфорда о том, что рассеяние α -частиц должно быть обратно пропорционально четвертой степени скорости, и также подтвердили это в своих измерениях.

Таким образом, в этих выдающихся экспериментах, проведенных под руководством Резерфорда, была твердо установлена ядерная структура атома.

В начале 1913 г. Ван ден Брук сформулировал предположение о том, что положительный электрический заряд ядра равен номеру данного элемента в периодической таблице элементов Д. И. Менделеева. В том же году Г. Мозли установил это экспериментально. Поскольку атом как целое электрически нейтрален, то отрицательный заряд всех электронов должен компенсировать положительный заряд ядра, то есть должен быть равен атомному номеру элемента. Таким образом, по представлениям Резерфорда, атом – это образование, в котором аналогом Солнца является ядро, открытое группой Резерфорда, а роль планет выполняют электроны.

Оценки, выполненные по классической электродинамике, приводили к парадоксальному результату: двигаясь по круговой орбите, то есть с ускорением, электрон должен был испускать электромагнитное излучение и, потратив всю энергию на излучение, электрон через 10^{-10} с обязан был «свалиться» на ядро, а атом прекратил бы свое существование.

Это было парадоксально не только с физической точки зрения на устойчивость атома, но с точки зрения здравого смысла: окружающего мира вообще не должно было существовать. К тому же, непрерывно двигаясь по орбите, электрон должен был обладать непрерывным спектром, что противоречит спектральным исследованиям.

Эти противоречия были устранены при дальнейшем развитии представлений об «устройстве» атома – были предложены теории о корпускулярных свойствах излучения и волновых свойствах частиц.

ГЛАВА 2. КОРПУСКУЛЯРНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Проблема равновесного теплового излучения.

Гипотеза квантов

В конце XIX в. значительное развитие получили исследования теплового излучения абсолютно черного тела, то есть объекта, который только поглощает электромагнитное излучение без отражения. В 2005 г. исполнилось сто лет с начала пионерских исследований в области квантовой физики [27]. Приблизительно в реальности такой объект можно получить в виде полости в теле, у которой есть непроницаемые нагретые стенки. Внутри такой полости в результате многократных испусканий и поглощений электромагнитного излучения с течением времени установится равновесное излучение. Равновесие не нарушится, если наблюдательное отверстие мало (рис. 2.1) [28].

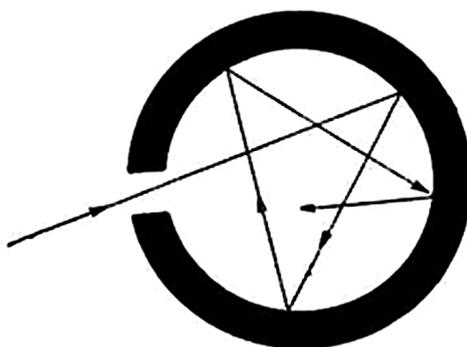


Рис. 2.1. Схематическое изображение модельного объекта, соответствующего абсолютно черному телу

В 1859–1860 гг. Г. Кирхгоф ввел понятие черного тела [29] и показал, что излучение полости обладает следующими свойствами: оно изотропно – одинаково по всем направлениям и однородно – одинаково в любой точке полости, причем эти свойства справедливы для любой длины волны; излучение в полости идентично излучению черного тела – энергия, падающая на единицу площади поверхности черного тела в единицу времени, равна энергии, излучаемой единицей площади поверхности черного тела в единицу времени для спектра в целом и для каждой длины волны в отдельности. Таким образом, Кирхгоф показал, что в тепловом равновесии отношение излучающей способности тела к его поглощающей способности является универсальной функцией, не зависящей от вещества, из которого изготовлено тело

и от его формы. Функция Кирхгофа зависит только от частоты излучения и от температуры нагретого тела. Элементарное доказательство закона Кирхгофа было основано на невозможности существования вечного двигателя второго рода: если бы функция Кирхгофа не была универсальной, можно было бы осуществить получение энергии за счет передачи тепла от холодного тела к горячему и принципиально получить вечный двигатель. Таким образом, универсальность функции Кирхгофа основывалась на прочной базе термодинамических законов.

До решающей работы Кирхгофа излучению черного тела было посвящено немало исследований, носивших противоречивый характер. В 1896 г. Ф. Пашен предложил для спектрального распределения излучения (то есть мощности, излучаемой единицей площади поверхности, приходящейся на единичный интервал длин волн) на длине волны λ простое выражение:

$$E_{\lambda} = C\lambda^{-a}e^{-c/\lambda T},$$

где C, a, c – константы, зависящие от природы материала.

Таким образом, даже много лет спустя зависимость от природы материала находилась в противоречии с верными представлениями, развитыми Кирхгофом о независимости от вещества материала. В 1879 г. Й. Стефан установил, что полная мощность излучения для всех длин волн, излучаемая единицей площади поверхности, пропорциональна четвертой степени температуры излучающего тела. В 1884 г. Л. Больцман теоретически показал, что эмпирическое соотношение Стефана должно быть справедливо и для черного тела. Это соотношение получило впоследствии название закона Стефана – Больцмана:

$$U = \sigma T^4,$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

В 1893 г. В. Вин получил важные соотношения:

- 1) если физическая величина, определенная при температуре T и длине волны λ , сравнивается с другой величиной, определенной при температуре T_1 , то необходимо брать ее значение при длине волны λ_1 , которая задается условием $\lambda_1 T_1 = \lambda T$;
- 2) спектральные плотности, соответствующие этим длинам волн, должны изменяться с температурой как

$$\frac{e_{\lambda}}{e_{\lambda_1}} = \frac{T^5}{T_1^5}.$$

Если величина спектральной плотности при фиксированной температуре имеет максимальное значение при некоторой соответствующей длине волны $\lambda_{\text{макс}}$, то значение ее при другой температуре должно удовлетворять условию $e_{\lambda_{\text{макс}}} T^{-5} = \text{const}$.

Таким образом, был сформулирован закон Вина, определяющий общий вид распределения энергии по частотам или длинам волн в спектре в зависимости от T . Этот закон является следствием законов термодинамики и электродинамики и утверждает, что спектральная плотность энергии равновесного излучения в шкале частот вычисляется по формуле

$$e_\nu = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right)$$

или в шкале длин волн

$$e_\lambda = \lambda^{-5} f(\lambda T),$$

иначе

$$e_\lambda = T^5 F(\lambda T),$$

откуда

$$\lambda^{-5} f(\lambda T) = T^5 F(\lambda T),$$

$$F(\lambda T) = (\lambda T)^{-5} f(\lambda T).$$

Эти соотношения не устанавливают явный вид функций F и f , но указывают, что эти функции зависят от длины волны и температуры только через их произведение. С помощью этих соотношений можно вывести закон Стефана – Больцмана.

Конкретный вид функций F и f определяется законом излучения Планка, выведенным исходя из квантовых представлений.

В 1896 г. Вин получил явное выражение для спектральной плотности

$$e_\lambda = C\lambda^{-5} e^{-c/\lambda T},$$

которое согласуется с эмпирической формулой Пашена.

Таким образом, В. Вин из анализа опытов по равновесному тепловому излучению нагретого тела вывел, что энергия излучения на единицу объема и единицу частоты уменьшается по экспоненциальному закону с увеличением отношения частоты к температуре ν/T для больших значений ν/T . Эмпирический закон Вина противоречил классической статистической физике. В тепловом равновесии на каждую степень свободы приходится одинаковая энергия (закон равномерного распределения энергии); на каждое независимое электромагнитное колебание в тепловом равновесии внутри черного тела приходится энергия, равная kT , где k – постоянная Больцмана. В полости, имитирующей черное тело, образуются стоячие волны, и их тем больше, чем меньше длина волны (чем больше частота). Если на каждое колебание приходится одинаковая энергия, то при росте числа колебаний с уменьшением длины волны (с увеличением частоты) интенсивность излучения должна расти с уменьшением длины волны (с увеличением частоты). При теоретическом учете бесконечно малых длин волн (бесконечно больших частот) интенсивность будет увеличиваться до бесконечности.

В 1900 г. Д. Рэлей, используя принцип равномерного распределения энергии по степеням свободы, на каждую из которых приходится энергия kT , получил для спектральной плотности выражение $e_\lambda = 8\pi kT\lambda^{-4}$. Эта формула имеет существенный недостаток – полная энергия излучения в полости оказывается бесконечно большой. Это противоречит не только физическим понятиям, но и просто здравому смыслу: получается, что любое нагретое тело должно испускать бесконечно большую мощность. Такое парадоксальное противоречие опытных данных и анализа по представлениям классической физики в области больших частот или, что то же самое в области малых длин волн, получило название «ультрафиолетовой катастрофы»: «катастрофическое» несогласие классической теории и наблюдательных фактов.

Таким образом, до квантовой гипотезы Планка существовали теоретические представления, основанные на термодинамике и электродинамике, а также эмпирические данные для описания излучения черного тела вообще и для спектральной плотности в особенности.

Решающий эксперимент был выполнен О. Люммером и П. Принсгеймом [30]. В 1897 г. был проведен первый этап наблюдений, в котором проверялся закон Стефана – Больцмана [17, с. 24]. Использовались две полости: со стенками из меди при температуре до 877 К и из железа при температуре от 799 К до 1 561 К. Медная полость была погружена в расплавленную смесь нитрата натрия и нитрата калия, температура этой ванны поддерживалась постоянной с точностью до 1–2 градусов в течение полутора часа при регулировании скорости подачи газа к нагревающему пламени. Железная полость нагревалась в печи с двойными стенками (рис. 2.2).

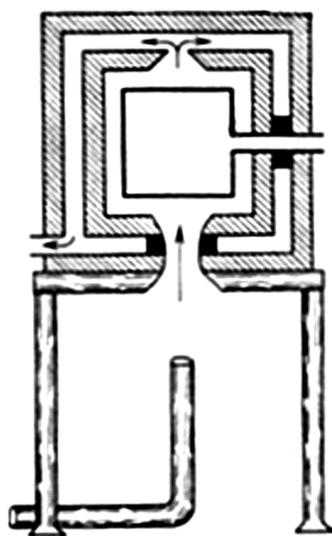


Рис. 2.2. Схема печи с двойными стенками, использовавшейся Люммером и Принсгеймом

Нагретые газы проходили между стенками полости и внутренними стенками печи, попадали в пространство между двойными стенками и выходили в дымоход. Температура измерялась ртутным термометром до 755 К и термопарой при более высоких температурах. Мощность излучения измерялась болометром: излучение падало на одну из зачерненных платиновых проволочек и поглощалось, повышая температуру проволочки и увеличивая ее электрическое сопротивление, а изменение сопротивления определялось сравнением с сопротивлением другой проволочки. Тщательные меры были приняты для того, чтобы регистрируемая мощность излучалась именно полостью. Измерения при разных температурах подтвердили справедливость закона Стефана – Больцмана.

На втором этапе эксперимента в 1899–1900 гг. Люммер и Принсгейм измеряли изменение спектральной плотности с изменением длины волны при разных температурах. С помощью призмного спектрометра осуществлялось разложение излучения, и затем измерялась мощность.

Использовались различные полости при температурах от 85 К до 1 800 К. Для получения низких температур полость погружалась в жидкий воздух (85 К), в кипящую воду (373 К) и в расплавленную селитру (600 К). Высокие температуры достигались электрическим подогревом. Полученные зависимости спектральной плотности от длины волны при различных температурах приведены на рисунке 2.3: здесь крестиками обозначены результаты измерений, крестиками в кружочках – результаты оценок по формуле Вина; заштрихованные участки – поглощение излучения парами воды и углекислым газом, находящимися в воздухе [17, с. 27].

Несмотря на хорошее согласие опытных данных и формулы Вина, Люммер и Принсгейм предложили более тщательный способ, прологарифмировав формулу Вина:

$$\lg e_{\lambda} = \lg(C\lambda^{-5}) - \left(\frac{c}{\lambda} \lg e\right) \frac{1}{T}.$$

Это означает, что график зависимости $\lg e_{\lambda}(1/T)$ при фиксированном значении λ должен быть прямой линией – изохроматой. Тангенс угла наклона прямой пропорционален c , а отрезок, отсекаемый на оси $\lg e_{\lambda}$, может быть использован для нахождения C . Из вывода формулы Вина следовало, что коэффициент c должен быть универсальной постоянной, а коэффициент C может изменяться от серии к серии измерений при заданной длине волны, но должен оставаться постоянным в каждой серии. Однако из построений Люммера и Принсгейма следовало, что эти величины изменялись с длиной волны. Люммер и Принсгейм пришли к выводу, что закон Вина несправедлив.

Независимо от Люммера и Принсгейма Г. Рубенс и Ф. Курлбаум в опытах 1900 г. установили невыполнимость закона Вина для длинных волн.

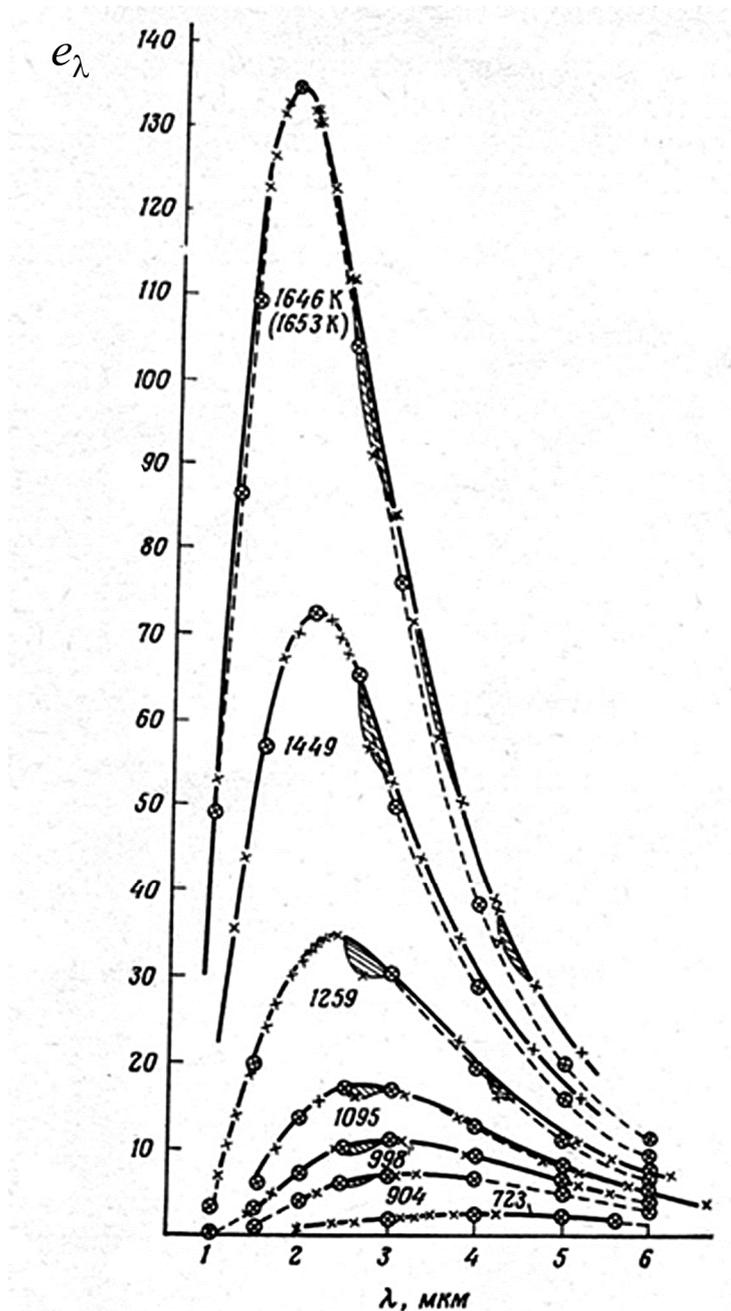


Рис. 2.3. Результаты опытов
Люммера – Принсгейма

Гипотезу квантования равновесного теплового излучения в его актах испускания и поглощения выдвинул М. Планк [31]. Он использовал «абсолютный характер» закона распределения излучения, то есть независимость от материала стенок полости, следующим образом: стенки полости можно представить как ансамбль гармонических осцилляторов. Задача, стоявшая перед Планком, заключалась в вычислении энтропии ансамбля гармонических осцилляторов.

В первой работе Планка, опубликованной в 1899 г., рассматривалась энтропия отдельного осциллятора и ее связь с энергией осциллятора U .

За основную величину Планк принял кривизну кривой R зависимости энтропии от энергии и сделал ошибочный вывод о том, что

$$R = -\frac{\alpha}{U},$$

где α – зависящая от частоты положительная величина.

Закон излучения, к которому приводит это соотношение, совпадает с формулой Вина при значении $\alpha = \lambda/c$.

Планк вспоминал, как 7 октября 1900 г. он узнал от Рубенса, что для малых ν/T эксперимент подтверждает пропорциональность спектральной плотности температуре. В тот же вечер Планк получил формулу, которая при малых значениях ν/T показывает пропорциональность от температуры, а при больших – переходит в формулу Вина. Для кривизны он использовал выражение

$$R = \frac{\alpha}{U(\beta + U)}, \text{ где } \alpha, \beta \text{ – постоянные,}$$

и получил для спектральной плотности выражение

$$e_\lambda = \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{b}{\lambda T}} - 1},$$

где b – неопределенная постоянная.

Этот результат был доложен Планком в октябре 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Еще в 1887 г. Больцман указал, что энтропия состояния – это мера вероятности осуществления этого состояния. Ту же вероятность можно определить, подсчитав число различных микроскопических комбинаций, то есть число возможных способов распределения энергии между отдельными осцилляторами. При этом различные микрокомбинации являются равновероятными. Такой процесс подсчета возможен только в случае, когда энергия принимает не непрерывные значения, а лишь дискретные, кратные некоторой основной единице энергии ϵ , то есть $U = n\epsilon$. Воспользовавшись этими представлениями, Планк обнаружил, что энтропия S зависит от энергии осциллятора U и основной единицы энергии ϵ через комбинацию U/ϵ . Но, из законов смещения Вина следует, что $S = f(U/\nu)$, где ν – частота осциллятора. Таким образом, необходимо принять $\epsilon = h\nu$, то есть энергия осциллятора должна быть целым кратным некоторой основной единицы энергии, пропорциональной его частоте.

Закон излучения принимает вид

$$e_\lambda = \frac{8\pi c^2 h}{\lambda^5 (e^{hc/k\lambda T} - 1)},$$

где c – скорость света.

Выражение для спектральной плотности через частоту имеет вид

$$\rho = \frac{8\pi\nu^3 h}{c^3 \left(e^{hc/k\lambda T} - 1 \right)}.$$

Из этих выражений в коротковолновом (высокочастотном) пределе следовал закон Вина, а в длинноволновом (низкочастотном) пределе – закон Рэлея. Кроме того, используя понятие энтропии, Планк вывел величину, которую называют числом Авогадро, а также значение заряда электрона. Сравнение с опытными данными позволило Планку определить значение постоянной h , теперь называемую постоянной Планка. Планк определил также постоянную Больцмана k , дал новое определение числа Авогадро $N = R/k$, где R – газовая постоянная. Из числа Фарадея F Планк нашел значение заряда электрона $e = F/N = 4,6 \cdot 10^{-10}$ эрг·с. Любопытно, что найденное Планком значение заряда электрона воспринималось некоторыми физиками как существенный недостаток теории Планка. Это значение существенно расходилось со значением, полученным ранее Дж. Томсоном, то есть со значением $e = 6,5 \cdot 10^{-10}$ эрг·с. Этот исторический факт показывает, насколько трудно и противоречиво закреплялись в сознании новые знания даже для выдающихся физиков.

Таким образом, 14 декабря 1900 г. родилась новая физика – квантовая физика. В 1931 г. М. Планк вспоминал:

«Я бился шесть лет (с 1894 года) над проблемой равновесия между излучением и веществом без каких бы то ни было успехов. Я понимал, что проблема имеет фундаментальную важность для физики, и я узнал формулу, описывающую распределение энергии в нормальном спектре (то есть спектр черного тела); следовательно, требовалось найти любой ценой теоретическую интерпретацию, однако эта цена могла быть высокой» [32, с. 69].

В общем-то, последовательного вывода закона излучения из первых принципов у Планка не было. Формула скорее была сконструирована. Неубедительным было использование связи между энергией и интенсивностью излучения, полученной классическим путем, в то время как в основе вывода лежало предположение о целочисленных порциях энергии каждого осциллятора, противоречащее классической физике. Последовательное непротиворечивое применение классических статистических методов привело бы к нежелательному результату – энергия каждого осциллятора равнялась бы kT , и проблему «ультрафиолетовой катастрофы» невозможно было бы решить.

Таким образом, рождение квантовой физики было инициировано экспериментами, корректное описание которых было возможно только при введении новых, неклассических представлений об объектах и явлениях природы.

Фундаментальность работы Планка отмечал А. Эйнштейн:

«Полученный Вином результат (закон смещения) выражается формулой

$$u = v^3 f\left(\frac{v}{T}\right),$$

где f – неизвестная универсальная функция одной переменной. Если можно было бы положить на весы все мозговое вещество, которое физики пожертвовали на алтарь этой универсальной функции, то получилась бы величественная картина, и этим жестоким жертвоприношениям не видно было конца! Больше того: жертвой ее пала классическая механика, причем нельзя предвидеть, сумеют ли максвелловские уравнения электродинамики пережить кризис, вызванный этой функцией f . Единственным исследователем, которому усилия в теоретическом определении и понимании функции f принесли успех, был Макс Планк (1913 г.) [33, с. 11].

«Уже тогда, уважаемый профессор, Вы понимали, что за введенной Вами постоянной h должно скрываться некоторое фундаментальное структурное свойство всех процессов, происходящих в природе. В выяснении этого свойства и должна состоять цель будущих десятилетий. С принципиальной точки зрения реализация этой программы составляет содержание важнейшего направления развития новой теоретической физики» (1929 г.) [34, с. 109].

Опытные данные Люммера и Принсгейма нашли последовательное и непротиворечивое объяснение только с привлечением квантовой гипотезы Планка. Так возникли первые представления о квантах электромагнитного излучения.

2.2. Фотоэффект и гипотеза световых квантов Эйнштейна

В работе Планка понятие кванта было введено для описания одного из аспектов поведения осцилляторов, но не самого излучения. В 1905 г. Эйнштейн использовал понятие кванта для объяснения опытных данных фотоэлектрического эффекта. Эйнштейн сразу понял общезначимое значение гипотезы Планка:

«Именно закон излучения Планка дал первое точное определение абсолютных величин атомов, независимо от других предложений. Более того, он убедительно показал, что кроме атомистической структуры материи существует своего рода атомистическая структура энергии, управляемая универсальной постоянной, введенной Планком. Это открытие стало основой для всех исследований в физике XX в. и с того времени почти полностью обусловило ее развитие. Без этого открытия было бы невозможно установить настоящую теорию молекул и атомов и энергетических процессов, управляющих их превращениями. Более

того, оно разрушило остов классической механики и электродинамики и поставило перед наукой задачу: найти новую познавательную основу для всей физики» [35, с. 216].

Фотоэффект был открыт в конце XIX в., а подробно изучен к 1914 г. Это явление было обнаружено Г. Герцем в 1887 г. при исследовании распространения электромагнитного излучения от излучающего резонатора к принимающему. При закрытии принимающего резонатора экраном он обнаружил, что экран влияет на условия образования разряда. Причиной этого был свет от искры излучателя. Герц показал, что при освещении экрана светом электрической дуги ионизация воздуха за экраном увеличивается и искра проскакивает при меньшем напряжении. Таким образом, Герц открыл, что при освещении цинковой пластинки ультрафиолетовым излучением она заряжается электричеством.

В 1888 г. А. Г. Столетов в более детальных исследованиях [36] установил, что освещение металлической пластины вызывает поток отрицательно заряженных частиц, и величина электрического тока пропорциональна интенсивности излучения. Ф. Ленард в исследованиях, начатых в 1902 г., установил, что энергия вылетающих при фотоэффекте электронов совершенно не зависит от интенсивности падающего света. В противоречии с классической физикой из этих опытов следовало, что не интенсивность света управляет вырыванием электронов из металла, а его «цвет», то есть его частота или длина волны. Для каждого металла может быть подобрана такая минимальная (пороговая) частота или, иначе, красная (низкочастотная) граница, при которой фототок начнет регистрироваться. Скорость или кинетическая энергия вырванных из металла фотоэлектронов увеличивается с ростом частоты падающего излучения. С ростом же интенсивности падающего излучения увеличивается число фотоэлектронов, то есть фототок. Но интенсивность, в противоречии с классическими представлениями, не влияет на наличие красной границы и скорость (энергию) фотоэлектронов. В волновой теории света частота никак не связана с энергией. Лишь одно свойство фотоэффекта можно было успешно объяснить классической физикой – зависимость фототока от интенсивности света.

Квантовое объяснение законов фотоэффекта выполнил Эйнштейн [37] в 1905 г. Эйнштейн понял, что характер этих закономерностей определяется не металлами, а свойствами самого света. Эйнштейн писал:

«Представление о том, что возбуждающий свет состоит из квантов с энергией $(R/N)\beta\nu$, позволяет объяснить возникновение катодных лучей (то есть электронов. – Д. П.) следующим образом. В поверхностный слой тела проникают кванты, и энергия их по крайней мере частично превращается в кинетическую энергию электронов. Простейшим будет случай, когда один световой квант отдает всю свою энергию одному электрону; мы будем предполагать, что это и происходит в действительности. Однако нельзя исключить и того, что электроны воспринимают энергию световых квантов лишь частично. Электрон внутри тела, обладающий

кинетической энергией, в случае попадания на поверхность лишается части своей кинетической энергии. Кроме того, мы предполагаем, что каждый электрон, покидая тело, должен совершить некоторую работу P (характерную для данного тела). С наибольшей нормальной составляющей скорости будут покидать тело те электроны, которые возбуждены у самой поверхности и получили только нормальную компоненту скорости. Кинетическая энергия этих электронов равна

$$\frac{R}{N}\beta v - P.$$

Если тело заряжено до положительного заряда Π и окружено проводниками, находящимися при нулевом потенциале, и потенциал Π таков, что он препятствует потере заряда телом, то должно выполняться условие

$$\Pi\varepsilon = \frac{R}{N}\beta v - P,$$

где ε – заряд электрона, или

$$\Pi E = R\beta v - P',$$

причем E означает заряд грамм-эквивалента однозарядных ионов и P' – потенциал этого количества отрицательного электричества относительно тела» [38, с. 104].

В те годы Планк и другие физики окончательно не решили, что в действительности представляет собой понятие «квант». Эйнштейн же предположил, что световая энергия всегда сконцентрирована в форме квантов света как некоторых образований – частиц. Такая частица при достаточной ее энергии будет способна выбить из металлической поверхности электрон. Вырывание электронов будет определяться энергией кванта-частицы, а не количеством квантов, то есть интенсивностью света. Таким образом, Эйнштейн радикально расширил квантовую гипотезу Планка. По Планку, энергия осциллятора является величиной квантованной, энергия, излучаемая осциллятором, также должна быть квантованной. Эйнштейн же предположил, что такая порция энергии должна проявлять свои свойства и в процессах поглощения (не только излучения), в частности, при поглощении электромагнитного излучения металлами в фотоэффекте. На основании этого предположения Эйнштейн ввел простое соотношение, связывающее кинетическую энергию вырванного электрона E_k и частоту падающего на металл излучения ν . Эйнштейн, таким образом, получил выражение для баланса энергии в процессе вырывания фотоэлектронов падающим светом:

$$E_k = h\nu - e\phi,$$

где h – постоянная Планка; ϕ – постоянная, характеризующая свойство каждого металла, из которого вырывается фотоэлектрон.

В статье «Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света» Эйнштейн писал:

«Я и в самом деле думаю, что опыты, касающиеся... фотолюминесценции, возникновения катодных лучей при освещении ультрафиолетовыми лучами и других групп явлений, связанных с возникновением и превращением света, лучше объясняются предположением, что энергия света распределяется по пространству дискретно. Согласно этому сделанному здесь предположению, энергия пучка света, вышедшего из некоторой точки, не распределяется непрерывно во все возрастающем объеме, а складывается из конечного числа локализованных в пространстве неделимых квантов энергии, поглощаемых или возникающих только целиком» [38, с. 93].

Соотношение Эйнштейна впервые экспериментально было подтверждено Хьюзом, а также Ричардсоном и Комптоном в 1912 г. [27].

Подробное опытное подтверждение этого соотношения Эйнштейна было выполнено Р. Милликеном в 1916 г. [39].

«Я потратил 10 лет моей жизни на проверку этого эйнштейновского уравнения 1905 года, и вопреки всем моим ожиданиям я вынужден был в 1915 году безоговорочно признать, что оно экспериментально подтверждено, несмотря на его несуразность, так как казалось, что оно противоречит всему, что мы знаем об интерференции света», – писал позже Милликен» [27, с. 1237].

Он установил, что соотношение Эйнштейна превосходно описывает все закономерности фотоэффекта, и сделал вывод, что теоретические представления Эйнштейна следует считать справедливыми. Эксперименты Милликена начались в 1905 г., в период с 1907 по 1912 гг. были опубликованы работы по различным аспектам фотоэффекта. Результаты, полученные Милликеном, были доложены в 1914 г. на конференции Американского физического общества, а подробное их изложение было опубликовано в 1916 г. На рисунке 2.4 [39, с. 362] представлена схема установки Милликена.

«Три цилиндра, отлитые из исследуемых металлов, укреплялись на колесе W . С помощью не показанного электромагнита колесо W можно было поворачивать, чтобы поставить любой требующийся цилиндр против любой части устройства. Нож K можно было передвигать вперед и назад вдоль оси и приводить во вращение с помощью внешних электромагнитов F , действующих на якоря M и M' . Сначала цилиндр из исследуемого металла ставился напротив ножа; затем нож выдвигался достаточно далеко, чтобы, вращая его, можно было сделать на поверхности цилиндра, обращенной к ножу, тонкий срез; после этого нож отводился назад. Стружки, падавшие на дно трубки под колесо, облегчали удаление остатков кислорода. Свежая поверхность могла быть поставлена либо против электрода S для измерения контактной разности потенциалов, либо против окна O и электродов B и C для исследования фотоэлектрических свойств.

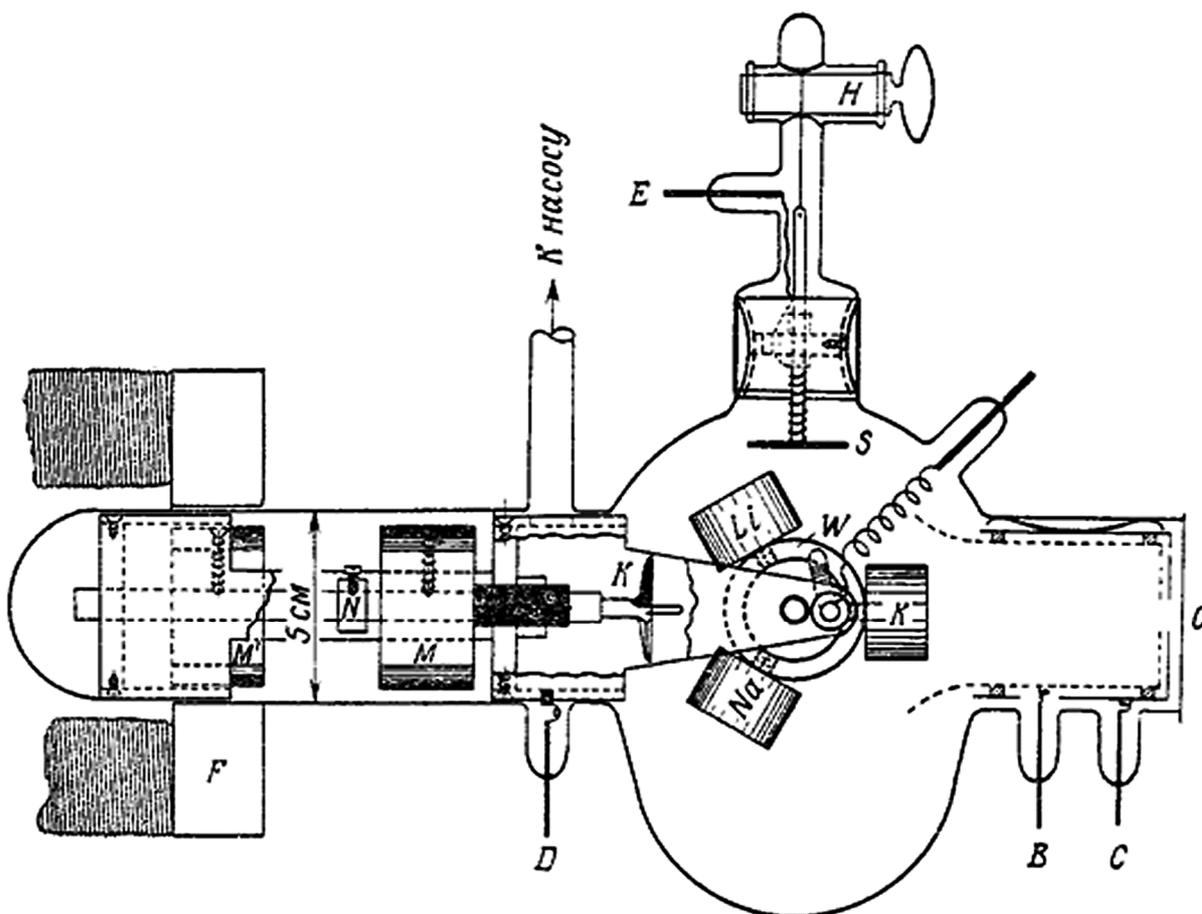


Рис. 2.4. Схема установки Милликена по исследованию фотоэффекта

Для того чтобы медные электроды S и B имели одинаковые потенциалы, они подвергались тщательной обработке. Измерение контактной разности потенциалов было основано на том факте, что если между электродом S и исследуемым цилиндром имеется разность потенциалов какого-либо происхождения, то при изменении расстояния между ними (путем наматывания поддерживающей электрод S нити на запорный кран, расположенный сверху) возникает ток через подсоединенный к ним электромметр. Таким образом, если приложить внешний потенциал такой величины, чтобы никакого движения зарядов не было, то этот внешний потенциал как раз и будет компенсировать контактный потенциал.

При изучении самих фототоков пучок монохроматического света проходил через окно O и падал на исследуемую поверхность. Фотоэлектроны собирались с помощью спаренных цилиндров B и C , изолированных друг от друга внутри трубки, но электрически связанных снаружи...» [17, с. 97–99].

Положения соотношения Эйнштейна, которые подлежали проверке, то есть программа исследований Милликена, заключались в следующем.

1. Для каждой возбуждающей частоты, превышающей некоторую определенную критическую величину, существует поддающаяся точному измерению максимальная скорость эмитируемых частиц.

2. Между V и ν существует линейная зависимость.

3. Значение $dV/d\nu$ (или наклон прямой $V = f(\nu)$ численно равно отношению h/e .

4. Для критической частоты ν_0 , при которой $V = 0$, работа $p = h\nu_0$, то есть точка пересечения прямой $V = f(\nu)$ с осью ν определяет самую низкую частоту, при которой исследуемый металл еще может испускать фотоэлектроны.

5. Контактная разность потенциалов между любыми двумя проводниками описывается выражением

$$\left(\frac{h}{e}\right)(\nu_0 - \nu'_0) - (V_0 - V'_0).$$

Контактная разность потенциалов возникает между двумя различными металлами, соединенными между собой. Она не влияет на величину тока в цепи, так как сумма всех контактных ЭДС по замкнутой цепи равна нулю. Однако она дает вклад в фактическую разность потенциалов между двумя электродами электронной трубки.

Милликен писал [17, с. 99]:

«Поскольку цель заключалась в том, чтобы с максимальной возможной точностью проверить наклон прямой, связывающей частоту падающего света с максимальной разностью потенциалов, то, во-первых, необходимо было знать частоту с высокой точностью, и, во-вторых, проследить за тем, чтобы никакой другой свет с частотой, превышающей частоту, наносимую на графике, не проникал через щель спектроскопа. Для этого... в качестве источника света использовалась ртутная лампа... и для исследований выбирались только такие линии, которые не имели сателлитов в коротковолновой части диапазона... Использовались также светофильтры, которые задерживали рассеянный коротковолновый свет... Поскольку нужно было измерять максимальную разность потенциалов и поскольку максимальная разность потенциалов растет с уменьшением длины волны падающего света, то чистота спектра в длинноволновой области не имела существенного значения».

Полученные результаты Милликен представил в виде графиков зависимости фототока от разности потенциалов для каждой длины волны (рис. 2.5).

Точка пересечения каждой кривой с осью абсцисс дает величину критического потенциала для соответствующей длины волны. На рисунке 2.6 по результатам данных (см. рис. 2.5) приведен график зависимости максимальной энергии фотоэлектронов, измеренной по задерживающей разности потенциалов, от частоты падающего света для натрия.

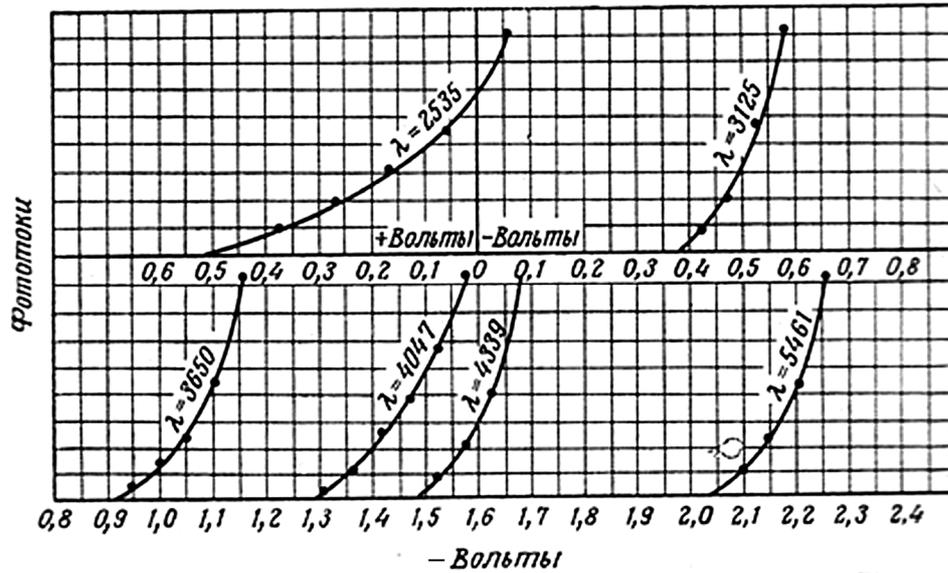


Рис. 2.5. Кривые зависимости фототока от разности потенциалов для различных длин волн (для натрия) [17, с. 101]

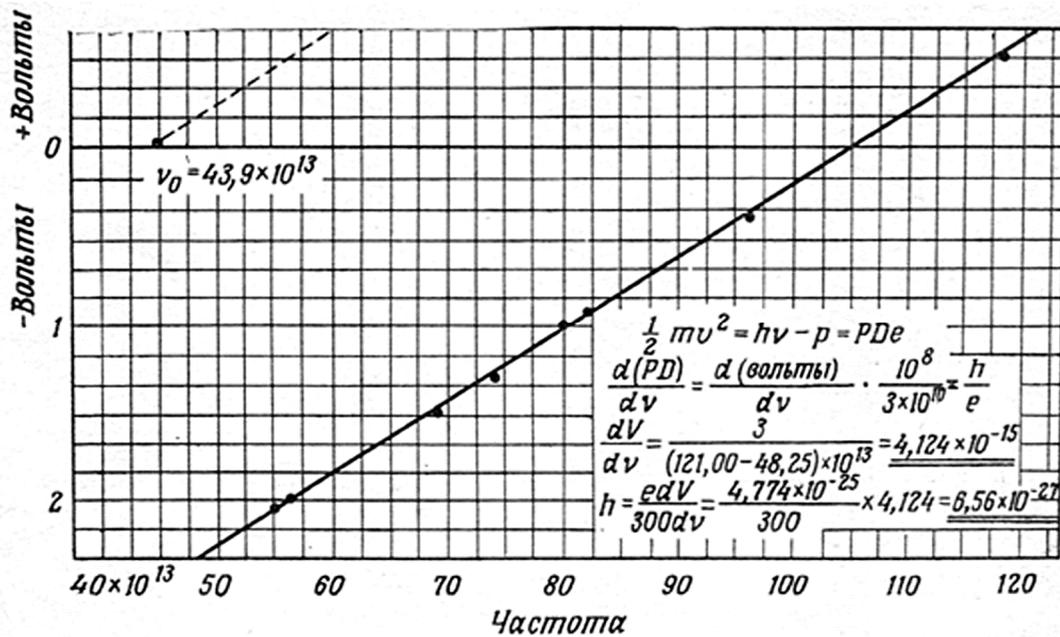


Рис. 2.6. Максимальная энергия фотоэлектронов в зависимости от частоты падающего света [17, с. 102]

Милликен смог вычислить величину постоянной Планка, используя соотношение Эйнштейна (в обозначениях тех лет):

$$\frac{1}{2} mv^2 = Ve = h\nu - p,$$

где $h\nu$ – энергия, поглощенная электроном из световой волны; p – работа, необходимая для того, чтобы вырвать электрон из металла; $mv^2/2$ – кинетическая энергия, с которой электрон покидает поверхность металла.

Эта энергия равна произведению электрического заряда электрона на разность потенциалов, которую электрон в состоянии преодолеть прежде, чем он придет в состояние покоя. Разделив на заряд e , получим

$$V = \left(\frac{h}{e}\right)\nu - \left(\frac{h}{e}\right)\nu_0,$$

то есть уравнение прямой линии с наклоном, равным h/e .

Таким образом, по наклону прямой (см. рис. 2.6) Милликен смог вычислить величину постоянной Планка h . Эта величина оказалась равной $6,56 \cdot 10^{-27}$ в полном согласии с величиной, первоначально вычисленной Планком по константам, входящим в законы излучения абсолютно черного тела. Последовательность его вычислений приведена на рисунке 2.6 в правом нижнем углу.

Установка Милликена была сконструирована так, чтобы можно было измерять контактную разность потенциалов между fotocувствительной поверхностью и поверхностью, идентичной поверхности собирающего электрода. Действительная разность потенциалов между испускающим и собирающим электродами была равна приложенному напряжению минус величина контактной разности потенциалов. Таким образом, кривую зависимости действительной разности потенциалов от частоты можно было получить из «необработанной» кривой, сместив ее вверх на величину, равную контактной разности потенциалов (пунктирная прямая, см. рис. 2.6). Точка пересечения этой кривой с осью частот и дает величину ν_0 .

Таким образом, Милликен блестяще проверил соотношение Эйнштейна и вообще представления Эйнштейна о световых квантах, выполнив свою исследовательскую программу. Он также дал оценку постоянной Планка, исходя из других первопринципов, чем та оценка, которую выполнил Планк в рамках равновесного теплового излучения. Все это явилось существенным продвижением новой, квантовой физики.

Советские физики А. Ф. Иоффе и Н. И. Добронравов также проводили в 1924 г. эксперименты, подтвердившие гипотезу световых квантов.

Г. Льюис, считая термин «квант» неудачным, в 1926 г. ввел термин фотон [27, с. 1241]:

«Я позволю себе предложить для этого гипотетического нового атома, который не является светом, но принимает существенное участие во всех процессах излучения, название фотон».

Этот термин быстро утвердился среди физиков. Позже было установлено, что для фотонов, как и для электромагнитных волн, характерна поляризация. Наблюдались также и явления интерференции даже для отдельных фотонов [40]. Согласно современным данным масса фотона близка к нулю с огромной точностью: $m < 10^{-51}$ г [41].

2.3. Эффект Комптона

Большое значение для установления корпускулярных свойств электромагнитного излучения имели работы А. Комптона. В 1912 г. М. Лауэ разработал теорию интерференции рентгеновских лучей, предложив использовать монокристаллы в качестве дифракционных решеток. В этом же году в экспериментах, проведенных В. Фридрихом и П. Книппингом, теория Лауэ нашла блестящее подтверждение. Была подтверждена электромагнитная природа рентгеновских лучей и установлено их место на шкале электромагнитных волн. Этими работами были заложены основания мощнейшего метода исследования структуры вещества – рентгеноструктурного анализа. Свойства электромагнитных волн хорошо объяснялись классической теорией электромагнитного поля. При рассмотрении механизма рассеяния электромагнитных волн с классических позиций электрическое поле волны должно вызывать вынужденные колебания электронов вещества-рассеивателя, которые приобретут ускорение и будут излучать. Рассеянное излучение должно иметь такую же частоту, что и падающее на рассеиватель, так как такая частота колебаний должна быть у вынужденных колебаний электронов. Доля энергии падающей волны, передающейся рассеянному излучению, не должна зависеть от частоты электромагнитной волны.

Однако последующие исследования рассеяния коротковолнового электромагнитного излучения выясняли все более нарастающие трудности и противоречия при использовании классической электромагнитной теории. Было открыто, что частота рассеянного излучения отличается от частоты падающего. Артур Комптон в 1923 г. писал [17, с. 117]:

«Такое изменение длины волны непосредственно противоречит томсоновской теории рассеяния, поскольку она требует, чтобы рассеивающие электроны, излучающие вследствие вынужденных колебаний, обусловленных первичными рентгеновскими лучами, давали излучение, частота которого в точности равна частоте падающего на них излучения. Никакое усовершенствование теории типа гипотезы о большом электроне не указывает пути избавления от этого затруднения. Из-за этой неудачи представляется невероятным, чтобы можно было дать удовлетворительное объяснение рассеяния рентгеновских лучей на основе классической электродинамики».

Комптон предложил применить к описанию рассеяния электромагнитного излучения представления о кванте, развитые при анализе фотоэффекта [42]. Он предположил, что такой подход позволит адекватно описать рассеяние рентгеновских лучей, не используя классическую теорию электромагнитного поля. Комптон таким образом характеризует фундаментальное изменение в подходе к описанию процесса рассеяния [17, с. 117–118]:

«Согласно классической теории, каждый рентгеновский луч воздействует на каждый электрон в веществе, сквозь которое он проходит, и наблюдаемое рассеяние связано с суммарным действием всех электронов. С точки зрения квантовой теории мы можем допустить, что каждый конкретный рентгеновский квант рассеивается не всеми электронами излучателя, а расходует всю свою энергию, взаимодействуя с каким-то одним определенным электроном. Этот электрон, в свою очередь, будет рассеивать луч в каком-то определенном направлении под углом к падающему пучку. Такое изменение направления движения кванта излучения приводит к изменению его импульса. Как следствие рассеивающий электрон будет испытывать отдачу: его импульс при этом будет равен изменению импульса рентгеновского луча. Энергия рассеянного луча равна энергии падающего луча минус кинетическая энергия отдачи рассеивающего электрона; поскольку рассеянный луч должен быть целым квантом, его частота уменьшится в том же отношении, что и энергия. Таким образом, на основании квантовой теории мы должны ожидать, что длина волны рассеянных рентгеновских лучей будет больше длины волны падающих лучей».

Вообще на наличие импульса у кванта Эйнштейн указывал еще в 1916 г., однако к анализу эффекта рассеяния рентгеновского излучения понятие импульса кванта Комптон применил самостоятельно. Используя для процесса рассеяния одиночного кванта на свободном электроны законы сохранения энергии

$$h\nu_0 + mc^2 = h\nu + E_e$$

и импульса

$$h\vec{k}_0 = h\vec{k} + \vec{p}_e,$$

Комптон получил соотношение

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\vartheta}{2},$$

описывающее изменение длины волны падающего λ_0 и рассеянного λ излучения под углом ϑ к первоначальному направлению. Поскольку множитель $2h/mc \approx 0,048 \text{ \AA}$ мал, то эффект Комптона стало возможным исследовать только после открытия рентгеновских лучей. Для энергии электрона использовалось релятивистское выражение

$$E_e = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}.$$

Импульс кванта был получен следующим образом: в классической электродинамике объемная плотность энергии и импульс поля связаны соотношением $E = pc$, тогда для импульса кванта с энергией $h\nu$ будет $p = h\nu/c$, а волновое число $k = \nu/c$.

Экспериментальная процедура состояла в непосредственном спектроскопическом измерении длины волны рентгеновских лучей, рассеянных в определенных направлениях. На рисунке 2.7 изображена схема установки.

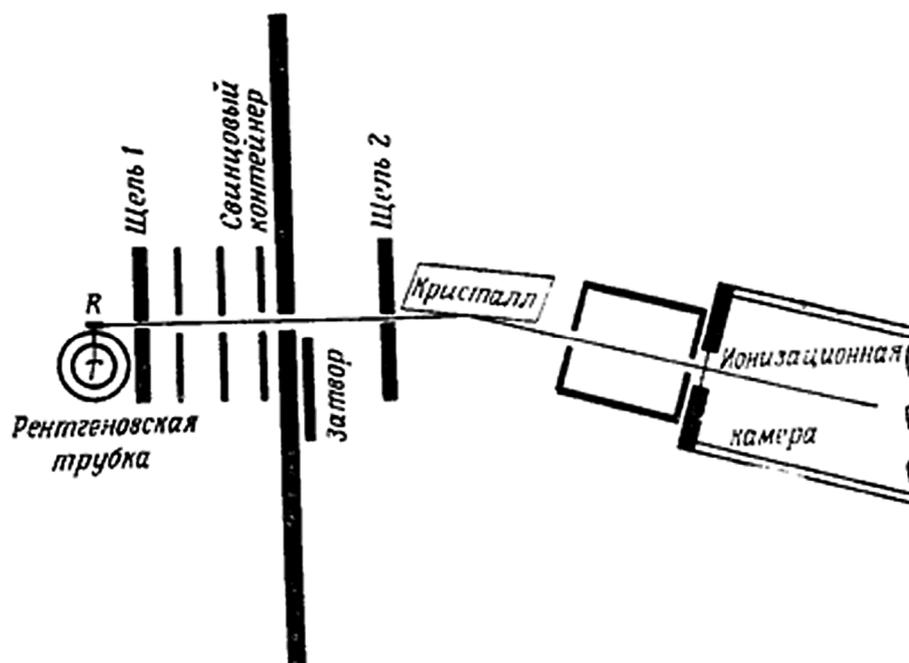


Рис. 2.7. Схема установки Комптона [17, с. 120]

В установке использовался кристалл кальцита, при отражении волны от такой структуры возникают интерференционные эффекты, появляются сильно выраженные максимумы интенсивности отраженного излучения под углами, зависящими от длины волны. Источником рентгеновских лучей являлась рентгеновская трубка. Рассеиватель – кусок графита в точке R находился на одной прямой с щелями 1 и 2. Угол рассеяния изменялся посредством различных расположений трубки. Трубка и рассеивающий блок помещались в свинцовый контейнер для предотвращения попадания рассеянного излучения на детектор. Рентгеновские лучи регистрировались по ионизации в ионизационной камере.

На рисунке 2.8 показаны две серии измерений при различной ширине щелей [17, с. 122].

В серии, показанной на рисунке 2.8 справа, по утверждению Комптона, экспериментальная погрешность составляла менее $1'$, или около $0,001 \text{ \AA}$. Комптон писал [17, с. 121]:

«Из этих кривых ясно, что, когда однородный пучок рентгеновских лучей рассеивается графитом, он разделяется на две четко отличающиеся друг от друга части, – одну с той же длиной волны, что и первичный пучок, и другую, с большей длиной волны... На каждой кривой проведена линия P через пик кривой, отвечающей первичной линии, и линия T при том значении угла, при котором должна появиться рассеянная линия...

Это замечательное согласие между нашими формулами и экспериментами почти не оставляет сомнений в том, что рассеяние рентгеновских лучей есть квантовое явление».

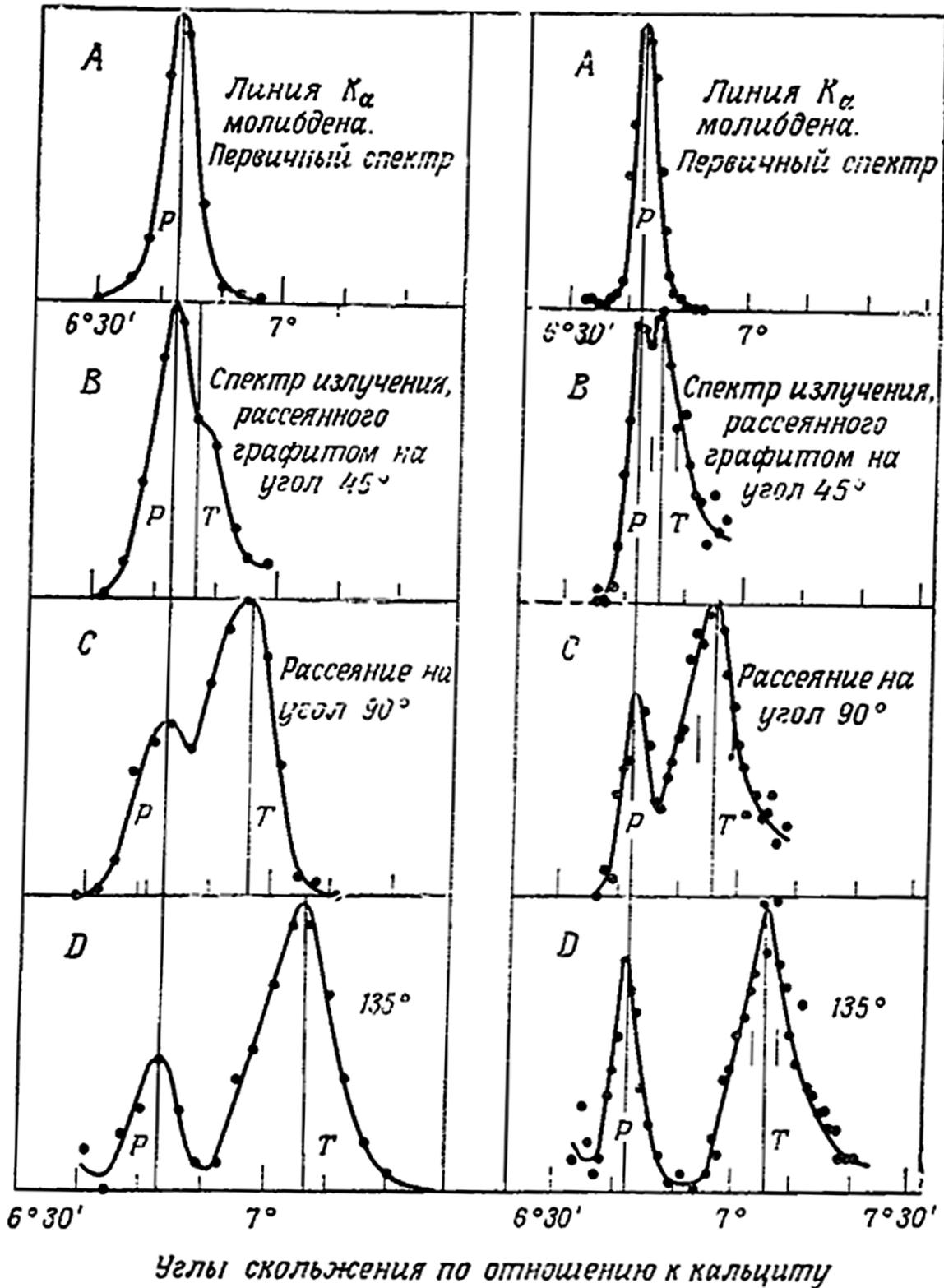


Рис. 2.8. Результаты экспериментов Комптона

В этом эксперименте использовались как волновые, так и квантовые представления об электромагнитном излучении. С помощью кристаллического спектрометра измерялась волновая характеристика – длина волны при интерференции типично волнового явления. Но влияние графитового рассеивателя на величину этой волновой характеристики можно было понять только с помощью квантовых представлений в том смысле, что рентгеновские кванты ведут себя как частицы с определенными энергией и импульсом. Таким образом, двойственность свойств электромагнитного излучения проявилась непосредственно в экспериментах Комптона.

После исследований Комптона кванты перестали быть гипотетическими частицами. Как уже указывалось ранее, понятие «фотон» было введено много позже, в 1926 г., Г. Льюисом, который рассматривал квант света как некую неделимую элементарную единицу света.

В 1911 г. в Брюсселе по инициативе и при финансировании бельгийского ученого и промышленника Эрнеста Сольве состоялся Первый Сольвеевский конгресс «Излучение и кванты», на котором, как и на всех последующих, принимали участие все ведущие физики мира. Он явился поворотным пунктом в развитии физики XX века.

В октябре 1927 г. состоялся V Сольвеевский конгресс, посвященный электронам и фотонам. По результатам обсуждений фотон стал полноценной элементарной частицей со спином 1, нулевой массой покоя и электрическим зарядом, равным 0.

ГЛАВА 3. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЦ

3.1. Полуклассическая модель атома Бора

Создателями современной спектроскопии были Р. Бунзен и Г. Кирхгоф. С помощью разработанного метода спектрального анализа они в 1859–1861 гг. открыли два новых элемента – цезий и рубидий. Й. Фраунгофер в 1814–1815 гг. наблюдал и исследовал темные линии в спектре излучения Солнца (фраунгоферовы линии) и измерил длины их волн. Бунзен и Кирхгоф показали, что частоты таких спектральных линий могут характеризовать тело, которое их излучает. Они стали основоположниками метода определения химического состава звезд.

С начала спектральных исследований физики отметили, что в распределении линий имеются характерные линейчатые закономерности. Так, Д. Стони в 1870 г. заметил, что частоты линий C, F, h солнечного спектра, соответствующих линиям α , β , δ спектра водорода, относятся между собой как 20 : 27 : 32.

В 1885 г. И. Бальмер обнаружил, что между длинами волн четырех спектральных линий водорода существуют простые числовые соотношения. Волновые числа этих четырех линий, лежащих в области видимого спектра – красной линии H_α , синей H_β , двух фиолетовых H_γ и H_δ , выражаются формулой

$$\frac{\nu}{c} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Здесь $R = 109\,678 \text{ см}^{-1}$, а n принимает последовательно значения 3, 4, 5, 6. В 1914 г. Т. Лайманом была открыта спектральная серия, лежащая в дальней ультрафиолетовой области и описываемая формулой

$$\frac{\nu}{c} = R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right).$$

Ф. Пашен обнаружил серию в инфракрасной области, которая была предсказана еще в 1909 г. Ритцем. Она представляется формулой

$$\frac{\nu}{c} = R \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right).$$

В 1922 г. Ф. Брэккету удалось найти в дальней ультрафиолетовой области две первые линии, соответствующие формуле

$$\frac{\nu}{c} = R \left(\frac{1}{16} - \frac{1}{n^2} \right).$$

В 1922 г. Брэккет установил вторую серию в инфракрасной области.

В 1924 г. А. Пфунд нашел линию с волновым числом

$$\frac{\nu}{c} = R \left(\frac{1}{25} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Величину R назвали постоянной Ридберга, потому что именно И. Ридберг еще в 1895 г. указал на большую роль этого числа не только в спектре водорода, но и в спектрах других элементов. Для водорода значение постоянной Ридберга в 1927 г. установил У. Хаустон:

$$R = (109\,677,759 \pm 0,008) \text{ см}^{-1}.$$

И. Ридберг в 1899 г. нашел серию линий для таллия и ртути. Независимо от него Г. Кайзер и К. Рунге в 1890 г. применили метод фотографирования и исследовали интенсивности спектральных линий, различие между искровыми и дуговыми спектрами, установили серии линий для многих элементов, в том числе для щелочных и щелочноземельных металлов.

Все открытые серии обладали общим свойством – волновые числа спектральных линий получаются приписыванием только целых значений некоторой переменной, входящей в формулу для спектральных серий. Ритц вывел комбинационный принцип, основу современной спектроскопии: для каждого элемента можно найти совокупность чисел, называемых спектральными термами, таких, что частота любой спектральной линии данного элемента равна разности двух спектральных термов этого элемента.

Иоганн Бальмер показал, что частоты линий видимой части спектра атома водорода связаны между собой простой зависимостью

$$\nu = \frac{Rc}{4} - \frac{Rc}{n^2},$$

где c – скорость света, а введенная И. Ридбергом постоянная

$$R = 1,09737 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$$

(произведение $Rc = 3,28984 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$).

Подставляя для n последовательно значения 3, 4, 5, Бальмер точно нашел наблюдаемые в опытах частоты излучения и поглощения атома водорода. В итоге было показано, что с помощью обобщенной формулы

$$\nu = \frac{Rc}{m^2} - \frac{Rc}{n^2},$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ и $n = m + 1, m + 2, m + 3, \dots$, можно получить все спектральные частоты водорода не только в видимой, но и в ультрафиолетовой, а также в инфракрасной областях спектра.

В 1908 г. В. Ритц предложил общую формулировку: для каждого атома можно найти последовательность чисел N_1, N_2, N_3, \dots , называемых спектральными термами, так что любая частота атомного спектра вычисляется в виде разности $N_m - N_n$ между двумя этими спектральными термами.

Формулу, описывающую любую спектральную линию элемента, предложил в 1890 г. Ридберг, поэтому общей формулировке было дано название «комбинационный принцип Ридберга – Ритца». Таким образом, непрерывный спектр излучения вместо наблюдаемого линейчатого, а также проблема устойчивости атомов – это основные теоретические трудности и противоречия классической трактовки опытных данных.

А. Пуанкаре писал по поводу проблемы неудач классической электродинамики:

«Исследование распределения линий сразу же заставляет вспомнить гармонические соотношения в акустике, но различие все же огромно... Эти законы проще (чем соотношения в акустике. – Д. П.), но они совсем другой природы... Во всем этом еще не отдают себе достаточно отчета, и я думаю, что здесь заключается *одна из самых важных тайн природы*» (выделено мной. – Д. П.) [3, с. 387].

Нильс Бор решил объединить классическое уравнение движения (второй закон Ньютона) и квантовое условие отбора круговых орбит. В статье 1913 г. «О строении атомов и молекул» Бор писал [43, с. 84, 90–92]:

«При попытке объяснить некоторые свойства вещества на основе этой модели атома (модели Резерфорда. – Д. П.) мы, однако, сталкиваемся с серьезными трудностями, вытекающими из кажущейся неустойчивости системы электронов.

<...>

Основные допущения ее (теории Бора. – Д. П.) следующие.

1. Динамическое равновесие системы в стационарных состояниях можно рассматривать с помощью обычной механики, тогда как переход системы из одного стационарного состояния в другое нельзя трактовать на этой основе.

2. Указанный переход сопровождается испусканием *монохроматического* излучения, для которого соотношение между частотой и количеством выделенной энергии именно такое, которое дает теория Планка.

Первое допущение напрашивается само собой, поскольку известно, что при расчете движения электронов обычная механика теряет свою абсолютную применимость и справедлива только для средних значений. С другой стороны, при расчетах динамического равновесия в стационарном состоянии, в котором нет относительных смещений частиц, нет необходимости различать действительные движения и средние. Второе допущение находится в явном противоречии с общепринятым пониманием электродинамики, но представляется необходимым для объяснения экспериментально установленных фактов...

<...>

Вся совокупность опытных данных указывает на то, что атом водорода состоит просто из единственного электрона, вращающегося вокруг положительного ядра с зарядом e . Восстановление атома водорода после того, как электрон был удален, – например, при электрическом разряде в вакуумной трубке, – соответствует... связыванию одного электрона положительным ядром...

<...>

Мы получим для общего количества энергии, излученной при образовании стационарного состояния,

$$W_r = \frac{2\pi^2 me^4}{\tau^2 h^2}.$$

Количество энергии, испускаемой при переходе системы из состояния, соответствующего $\tau = \tau_1$, в другое, где $\tau = \tau_2$, будет

$$W_{r2} - W_{r1} = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Предполагая теперь, что рассматриваемое излучение монохроматично и что количество испускаемой энергии равно $h\nu$, где ν – частота излучения, получаем

$$W_{r2} - W_{r1} = h\nu$$

и отсюда

$$h\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Мы видим, что это соотношение объясняет закономерность, связывающую линии спектра водорода. Если взять $\tau_2 = 2$ и варьировать τ_1 , то получим обычную серию Бальмера. Если взять $\tau_2 = 3$, получим в инфракрасной области серию, которую наблюдал Пашен и еще ранее предсказал Ритц. При $\tau_2 = 1$ и $\tau_1 = 4,5; \dots$ получим в крайней ультрафиолетовой и, соответственно, крайней инфракрасной областях серии, которые еще не наблюдались, но существование которых можно предположить.

Если положить

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17} \text{ и } h = 6,5 \cdot 10^{-27},$$

то получим

$$\frac{2\pi^2 me^4}{h^3} = 3,1 \cdot 10^{15}.$$

Эмпирическое значение сомножителя вне скобок ... равно $3,290 \cdot 10^{15}$. Соответствие между теоретическим и наблюдаемым значениями лежит в пределах ошибок измерений постоянных, входящих в теоретическую формулу».

Бор также отмечал [44, с. 319–320]:

«В той форме, в которой теория квантов применяется к вопросам строения атома, она основывается на двух постулатах, затрагивающих как раз оба упомянутые затруднения. Согласно *первому постулату*, существуют особые состояния атома, в которых последний не излучает энергии, хотя частицы совершают ускоренные движения одна относительно другой. Далее предполагается, что эти так называемые *стационарные состояния* обладают своеобразной устойчивостью такого рода, что атому нельзя сообщить энергию или отнять ее от него иначе, как процессом, переводящим атом из одного стационарного состояния в другое. *По второму постулату* всякое излучение атома, связанное с переходом между двумя стационар-

ными состояниями, состоит всегда из чисто гармонических волн. Частота этих волн не зависит непосредственно от движения атома и определяется так называемым условием частот. Согласно этому условию, произведение частоты на универсальную постоянную, введенную Планком, равняется всей излученной при данном процессе энергии. Для процесса перехода между двумя стационарными состояниями с соответственными значениями энергии E' и E'' находим, следовательно, $h\nu = E' - E''$, где h – постоянная Планка, ν – частота колебаний излучения».

Итак, Бор построил свою полуклассическую модель атома водорода на основе классического уравнения движения электрона по круговой орбите

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}$$

и квантового условия отбора разрешенных орбит, а именно – квантования орбитального момента электрона

$$mvr = \frac{h}{2\pi} n, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots$$

Бор применил свою теорию к атому водорода и получил общую формулу для серий Бальмера и Пашена и еще не открытых тогда серий Лаймана и Брэккета. На рисунке 3.1 изображены переходы между энергетическими уровнями электрона в атоме водорода и соответствующие спектральные серии.



Рис. 3.1. Переходы электрона в атоме водорода и спектральные серии [45, с. 147]

«Мне всегда казалось чудом, что этой колеблющейся и полной противоречий основы оказалось достаточно, чтобы позволить Бору – человеку с гениальной интуицией и тонким чутьем – найти главнейшие законы спектральных линий и электронных оболочек атомов, включая их значение для химии. Это кажется мне чудом и теперь. Это – наивысшая музыкальность в области мысли», – писал Эйнштейн в своих автобиографических заметках в 1949 г. [46, с. 275].

Он также вычислил постоянную Ридберга, которая совпала с оценкой этой величины, полученной ранее из опытов. Так же успешно теория была применена к однократно ионизованному атому гелия. Однако все попытки использовать такой подход к неионизованному атому гелия и другим многоэлектронным атомам потерпели поражение. Это произошло потому, что полуклассическая теория Бора была непоследовательна и внутренне противоречива. Однако исследования Бора, в которых было предпринято квантование орбитального момента электрона в атоме водорода, явились по-настоящему революционными и имели выдающееся гносеологическое значение для построения более непротиворечивой нерелятивистской квантовой теории.

В 1914 г. представления о квантовании атомных систем – о дискретной системе уровней энергии электронов – нашли подтверждение в опытах Д. Франка и Г. Герца [47]. В опыте исследовалась зависимость силы тока I от ускоряющего потенциала V [48] между катодом К (рис. 3.2) и сеткой C_1 ; между сеткой C_2 и анодом А приложен замедляющий потенциал.

Электроны, ускоренные в области катода I, испытывают соударения с атомами паров ртути в области между сетками II, заполняющими трубку Л. На анод А попадают только те электроны, энергия которых после соударения с атомом достаточна для преодоления замедляющего потенциала в области между сеткой и анодом III.

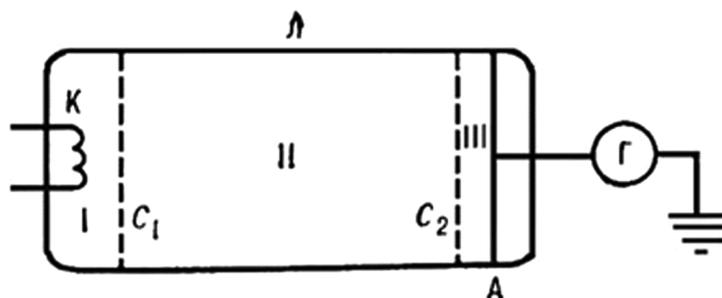


Рис. 3.2. Схема опытов Франка и Герца

При увеличении ускоряющего потенциала от 0 до 4,9 В гальванометр показывал монотонный рост тока I ; в этой области потенциала V соударения электронов с атомами носят упругий характер, внутренняя энергия атомов не изменяется. При значении $V \geq 4,9$ В (и кратных ему значениях

$V \geq 9,8, 14,7 \text{ В, ...}$) на кривой $I(V)$ появляются спады (рис. 3.3): соударения электронов с атомами становятся неупругими – внутренняя энергия атомов растет за счет энергии электронов.

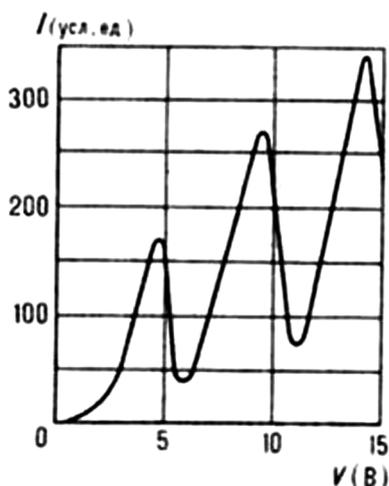


Рис. 3.3. Зависимость тока от ускоряющего потенциала в опытах Франка и Герца [48, с. 372]

Электроны ускорялись разностью потенциалов между катодом и сеткой. Эту разность потенциалов можно было изменять с помощью потенциометра. Между сеткой и анодом – тормозящее поле 0,5 В (используется метод задерживающих потенциалов). Таким образом, эти опыты показали, что спектр поглощаемой атомом энергии не непрерывен, а дискретен, минимальная порция энергии (квант энергии), которую может поглотить атом ртути, равна 4,9 эВ. Значение длины волны $\lambda = 253,7 \text{ нм}$ свечения паров ртути при $V \geq 4,9 \text{ В}$ оказалось в соответствии со вторым постулатом Бора

$$E_1 - E_0 = \frac{hc}{\lambda} = 4,9 \text{ эВ,}$$

где E_1, E_0 – энергии основного и возбужденного уровней энергии.

Проводя анализ спектра неупруго рассеянных электронов, Франк и Герц нашли уровни энергии и энергии ионизации большого количества элементов. Таким образом, опыты Франка и Герца подтвердили квантовые представления Бора об энергетической структуре атомных систем.

3.2. Гипотеза Луи де Бройля

В 1919 г. к профессиональной деятельности физика приступил Луи де Бройль. Ранее он был на военной службе. Несмотря на такой довольно поздний старт, он оставил глубокий след в фундаментальной физике. В 1923 г. де Бройль опубликовал три заметки в докладах Французской академии наук, посвященные развитию квантовой теории. В статье «Волны и кванты» [49] де Бройль писал [50, с. 193–195]:

«Рассмотрим тело с собственной массой m_0 , движущееся относительно неподвижного наблюдателя со скоростью $v = \beta c$ ($\beta < 1$). Согласно принципу инертности энергии оно должно обладать внутренней энергией, равной $m_0 c^2$. С другой стороны, принцип квантов приводит к возможности приписать эту внутреннюю энергию простому периодическому процессу с такой частотой ν_0 , что $h\nu_0 = m_0 c^2$, где c – предельная скорость в теории относительности, а h – константа Планка.

Для неподвижного наблюдателя полная энергия движущегося тела будет соответствовать частоте $\nu = m_0 c^2 / (h\sqrt{1-\beta^2})$. Но если такой наблюдатель следит за внутренним периодическим процессом тела, то он будет воспринимать его замедленным и припишет ему частоту $\nu_1 = \nu_0 \sqrt{1-\beta^2}$. Для этого наблюдателя процесс происходит по закону

$$\sin 2\pi\nu_1 t.$$

Предположим теперь, что в момент времени $t = 0$ положение тела совпадает с волной частоты ν , распространяющейся в том же направлении, что и тело, со скоростью c/β . Эта волна со скоростью большей, чем c , не может соответствовать переносу энергии. Мы рассматриваем ее как *искусственную волну* (выделено мной. – Д. П.), связанную с движением тела.

Я утверждаю, что если в момент $t = 0$ существует согласованность фаз между векторами волны и внутреннего процесса в движущемся теле, то эта согласованность будет иметь место в дальнейшем. Действительно, ко времени t тело будет находиться на расстоянии $vt = x$ от начального положения. Его внутреннее движение происходит по закону $\sin 2\pi\nu_1 (x/v)$.

Волна в этой же точке представляется уравнением

$$\sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x\beta}{c} \right) = \sin 2\pi\nu x \left(\frac{1}{v} - \frac{\beta}{c} \right).$$

Поскольку эти синусы равны, соотношение фаз сохраняется, если

$$\nu_1 = \nu(1 - \beta^2).$$

Но из определения величин ν_1 и ν ясно, что последнее соотношение выполняется всегда.

Доказательство этого важного результата основывается только на принципе специальной теории относительности и на постулате о справедливости квантового соотношения как для неподвижного, так и для движущегося наблюдателя.

<...>

Перейдем теперь к случаю электрона, движущегося равномерно со скоростью, значительно меньшей скорости c , по замкнутой траектории. В момент $t = 0$ находится в точке O . Связанная с ним *фиктивная волна* (выделено мной. – Д. П.), исходящая из O и описывающая всю траекторию со скоростью c/β , догоняет электрон ко времени τ в точке O' такой, что $OO' = \beta c\tau$.

Таким образом, имеем

$$\tau = \frac{\beta}{c} [\beta c(\tau + T_r)] \text{ или } \tau = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} T_r,$$

где T_r – период вращения электрона на своей орбите. Фаза внутреннего процесса электрона при переходе его из O в O' меняется на величину

$$2\pi\nu_1\tau = 2\pi \frac{m_0c^2}{h} T_r \frac{\beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Почти необходимо предположить, что траектория электрона устойчива лишь тогда, когда при встрече фиктивной волны с электроном в точке O' их фазы одинаковы: волна с частотой ν и скоростью c/β должна быть в резонансе (выделено мной. – Д. П.) на протяжении всей своей траектории, что приводит к условию

$$\frac{m_0\beta^2c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} T_r = nh, \text{ где } n - \text{целое число. } \langle \dots \rangle$$

В случае электрона, вращающегося с угловой скоростью ω по окружности радиуса R , находим для достаточно малых скоростей первоначальную формулу Бора: $m_0\omega R^2 = n(h/2\pi)$.

Из приведенной обширной цитаты работы де Бройля ясно видно, как с самого начала он связывает весьма смело и непосредственно корпускулярные и волновые свойства микрообъектов, имеющих массу. Связанную с движением частицы волну де Бройль называл фиктивной и искусственной. Под резонансом де Бройль имеет в виду то, что позже было названо стоячей дебройлевской волной электрона при его движении по круговой орбите в атоме водорода.

В последующих заметках [51] де Бройль развивает предположения о дифракции и интерференции частиц, обладающих волновыми свойствами:

«Поток электронов, проходя сквозь достаточно малое отверстие, вызывал бы явления дифракции. В этой области, может быть, следует искать экспериментальные подтверждения нашим идеям» [52, с. 196].

Де Бройль предположил, что различия между волновой оптикой и механикой не так уж радикальны: открытый Эйнштейном, Планком, Комптоном двойственный – волновой и корпускулярный – характер света должен отражать общий закон природы, который распространяется на все материальные частицы, в том числе и на электроны. Он заключил, что сама материя обладает волновыми свойствами и эти свойства обуславливают парадоксальное поведение атомных систем. Рассуждения де Бройля сводились к следующим положениям.

Луч в волновой интерпретации характеризуется тем, что в каждый момент времени в точках, которые находятся на расстояниях, равных целым кратным длины волны друг от друга, колебание имеет одинаковую фазу. С точки зрения волновой природы материи движение по замкнутой

орбите с постоянной по величине скоростью возможно, когда длина пути l представляет собой целое кратное длины волны

$$l / \lambda = n, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots$$

При переменной скорости, а следовательно и длине волны, надо разбить путь на элементы ds и условие станет таким:

$$\oint \frac{ds}{\lambda} = n.$$

Успешная модель Бора связывает с состоянием электрона некоторые целые числа, которые устанавливают устойчивые стационарные состояния. Это свидетельствует о том, что существуют волны материи, сопровождающие электроны, подобно тому, как световая волна сопровождает фотон. Такая гипотетическая волна сопровождает электрон и делает атом устойчивым, если эта волна стоячая, а не бегущая. Используя принцип Ферма, де Бройль определяет, что устойчивым будет такое движение электрона, при котором на боровской орбите укладывается целое число длин волн. Де Бройль вычислил орбиты, удовлетворяющие условию $2\pi r = n\lambda$, и получил правило квантованных орбит Бора

$$mvr = \frac{h}{2\pi} n.$$

Таковыми рассуждениями с привлечением элементарного математического аппарата была обоснована гипотеза о необходимости введения новой теории – волновой механики. Заменяя правила Бора свойствами волн материи, де Бройль включил теорию квантов в общую теорию волн, не потеряв при этом и величины (такие, как масса), характеризующие собственно частицы. Ему удалось решить поставленную задачу – объединить оптические и механические представления на новом научном уровне.

Теория де Бройля связала два физических принципа – оптический принцип Ферма и механический принцип Мопертюи. По принципу Ферма время прохождения светом действительного пути между двумя точками оптически неоднородной среды должно быть минимальным. Время движения волны равно частному от деления пути на скорость волны при стремлении к минимуму интеграла

$$\int \frac{ds}{u}.$$

Это согласуется с принципом Мопертюи¹. Таким образом, в принципе Мопертюи механическая скорость играет ту же роль, какую играет обратная величина волновой скорости в принципе Ферма. Так оптико-механическая аналогия была распространена на дебройлевские волны материи.

¹ Принцип Мопертюи – принцип, согласно которому консервативная голономная система в классической механике изменяет свое состояние так, чтобы интеграл от корня квадратного ее кинетической энергии был минимален на траектории движения.

В 1924 г. Луи де Бройль завершил работу по подготовке диссертации «Исследования по теории квантов» на соискание степени доктора философии [53], в которой окончательно сформулировал гипотезу о волновой природе микрочастиц, о волнах, ассоциированных с механическим перемещением частицы. Он постулировал существование волны, связанной с движением частицы, обладающей определенными корпускулярными характеристиками – значениями энергии E и импульса p . Свою теорию он опубликовал также в известном немецком физическом журнале «Анналы физики» [54].

Итак, соотношение де Бройля установило корпускулярно-волновой дуализм не только для электромагнитного излучения, но и для микрочастиц. Оно установило также границы наблюдения волновых свойств у микрочастиц – импульс объекта должен быть сравним с величиной постоянной Планка. Соотношение де Бройля смогло с волновых позиций дать объяснение квантованию орбитального момента электрона в полуклассической модели Бора для атома водорода. Наконец, что наиболее важно, – соотношение и подход де Бройля послужили основой для построения формализма Шрёдингера в квантовой теории.

До тех пор, пока не рассматривались подходящие объекты, такие как электроны, ученые не могли заметить наличие дебройлевских волн. В самом деле, например, у человека с массой 66 кг и скоростью при движении 5 км/ч дебройлевская длина волны составляет по порядку величины

$$\lambda \sim 10^{-35} \text{ м} \sim 10^{-25} \text{ \AA}.$$

Такова должна быть постоянная соответствующей дифракционной решетки, что делает невозможной фиксацию такой волны!

Через несколько лет после пионерской работы де Бройля дебройлевские волны были обнаружены не только у электронов, но и у других частиц материи.

3.3. Открытие дифракции электронов

Интересно, что фактически дебройлевские волны наблюдались еще до работы де Бройля: в 1921–1923 гг. К. Дэвиссон и К. Кунсман исследовали рассеяние электронов в тонких металлических пленках. Стеклоанный аппарат в их установке однажды лопнул, и никелевая мишень окислилась. Для очищения от окисленного слоя пластину прокалили в вакууме. Во время этой операции в пластине появилось несколько крупных монокристаллов никеля. При последующих экспериментах по рассеянию электронов на кривой рассеяния появились характерные максимумы и минимумы интенсивности рассеянных электронов под определенными углами рассеяния. Лишь в 1925 г. М. Борн и Д. Франк смогли объяснить экспериментальные результаты в терминах интерференции дебройлевских волн электронов.

Решающие эксперименты по обнаружению дебройлевских волн были проведены в 1927 г. Дэвиссоном и Л. Джермером. В качестве дифракционной решетки они использовали монокристаллические мишени никеля. Электронный пучок направлялся на моно-кристаллический образец никеля, и регистрировался отраженный поток электронов. Схема эксперимента в опытах Дэвиссона и Джермера представлена на рисунке 3.4.

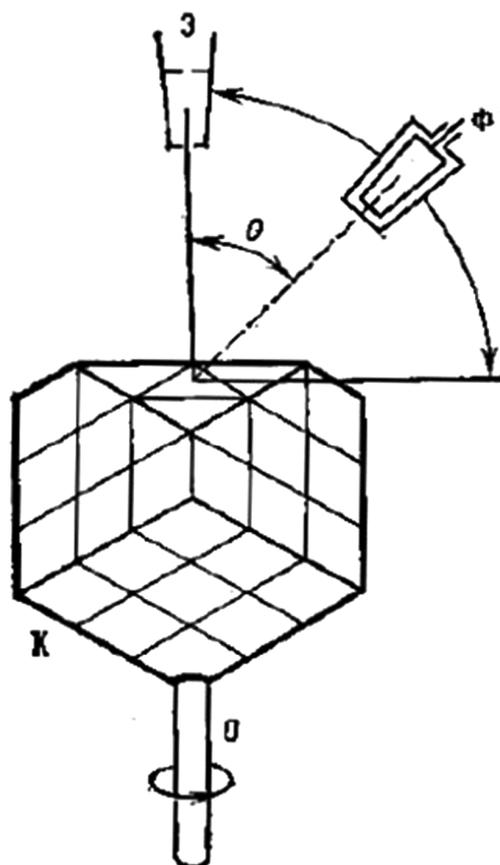


Рис. 3.4. Схема опыта Дэвиссона и Джермера [55, с. 681]

Электроны от источника Э падали на поверхность монокристалла никеля К, отраженные под углом θ электроны регистрировались гальванометром Ф. При вращении кристалла вокруг оси О гальванометр, подключенный к цилиндру Фарадея, регистрировал отраженные электроны в виде дифракционных максимумов. Дэвиссон и Джермер описывали следующим образом ход и итоги своей работы в статье [56; 17, с. 125–126], опубликованной в 1927 г.:

«Исследование, о котором сообщается в этой статье, началось в результате происшествия, случившегося в нашей лаборатории в апреле 1925 г. В это время мы продолжали заниматься изучением углового распределения электронов, рассеянных мишенью из обычного (поликристаллического) никеля, первое сообщение о чем было опубликовано в 1921 г. При выполнении этой работы в тот момент, когда мишень имела высокую температуру, взорвался сосуд с жидким воздухом; экспериментальная трубка оказа-

лась разбитой, и ворвавшийся воздух сильно окислил мишень. Окись в конечном счете была восстановлена, и слой мишени удален путем испарения, но только после продолжительного прогрева при различных высоких температурах в водороде и в вакууме.

Когда опыты были продолжены, оказалось, что распределение рассеянных электронов по углам совершенно изменилось (образцы кривых, иллюстрирующих это изменение, показаны... (на рисунке 3.5 [17, с. 126]. – Д. П.).

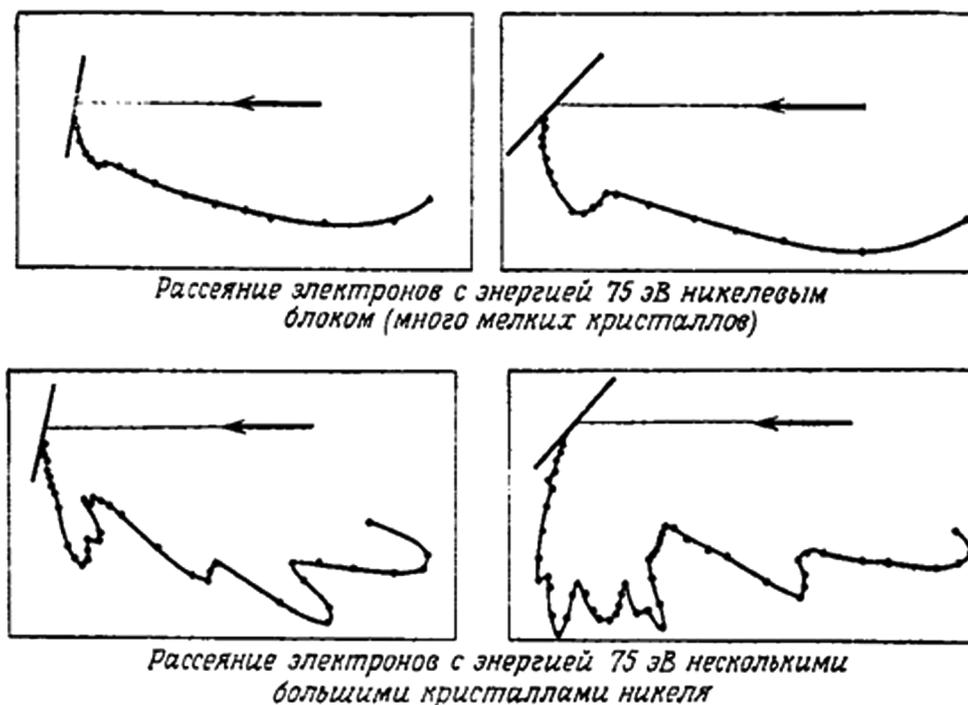


Рис. 3.5. Кривые рассеяния электронов на монокристалле никеля, полученные в опытах Дэвиссона и Джермера

Все кривые относятся к потенциалу бомбардировки, равному 75 В. Электронный пучок падает на мишень справа, а интенсивности рассеяния в различных направлениях пропорциональны длинам векторов, проведенных из бомбардируемой точки мишени к кривым. Верхние кривые (соответствующие разным углам падения пучка) характеризуют мишень до упомянутого происшествия. Они относятся к тому же типу, что и кривые, описанные в заметке в Science в 1921 г., и аналогичны кривым, полученным для никеля в четырех или пяти других экспериментах. Нижние кривые, полученные после случившегося, представляют собой первые наблюдавшиеся кривые нового типа. Такое заметное изменение картины рассеяния было приписано рекристаллизации мишени, происшедшей за время ее продолжительного прогрева. До случившегося и в прежних экспериментах мы бомбардировали множество мелких кристаллов, но в опытах, последовавших за происшествием, бомбардировалось лишь несколько (фактически около десяти) больших кристаллов.

На основании этих результатов казалось вероятным, что интенсивность рассеяния на монокристалле должна заметно зависеть от ориентации кристалла, и мы сразу же стали готовить опыты для изучения этой зависимости. Следует признать, что результаты, полученные в этих опытах, совершенно противоречили нашим ожиданиям. Нам казалось вероятным, что обнаружатся интенсивные пучки, выходящие из кристалла в направлениях, которые можно было бы назвать направлениями прозрачности кристалла; это направления, в которых атомы решетки расположены вдоль минимального числа линий на единицу площади. Было обнаружено, что из кристалла действительно выходят интенсивные пучки, но только в тех случаях, когда скорость бомбардирующих частиц лежит вблизи одного из нескольких критических значений, и, кроме того, направления этих пучков никак не связаны с прозрачностью кристалла.

Самое поразительное свойство этих пучков заключалось в существовании описанного ниже взаимно однозначного соответствия между наиболее сильными из них и пучками Лауэ, которые выходили бы из того же самого кристалла, если бы на него падал пучок рентгеновских лучей. Некоторые другие казались аналогичными не пучкам Лауэ, а пучкам, возникающим при оптической дифракции на плоских отражательных решетках; штрихами этих решеток являются линии или ряды атомов на поверхности кристалла. Благодаря этому сходству между рассеянием электронов кристаллом и рассеянием волн трех- и двухмерной решетками описание возникновения и поведения электронных дифракционных пучков с помощью представления о рассеянии эквивалентных волн излучения атомами кристалла и их последующей интерференции оказывается не только возможным, но и наиболее простым и естественным. Это приводит к мысли, что с падающим пучком электронов можно связать определенную длину волны, причем эта длина волны оказывается в приемлемом согласии с известной в волновой механике величиной h/mv – постоянной действия Планка, деленной на импульс электрона» [17, с. 125–126].

На рисунке 3.6 [17, с. 127] приведена схема установки Дэвиссона и Джермера.

«Электронная пушка G ускоряла и фокусировала электроны, испускаемые нитью накала F , формируя узкий пучок, падающий на мишень T . Коллектор C представлял собой коробку с двойными стенками; между внешней и внутренней коробками поддерживалась регулируемая задерживающая разность потенциалов, так что практически только электроны, не испытавшие потерь энергии, могли достичь внутренней коробки и дать вклад в измеряемый ток. Внешняя коробка, мишень и последний электрод (наружная конструкция и последние три диафрагмы) электронной пушки поддерживались при одинаковом потенциале, так что путь от пушки до мишени и далее до коллектора электроны проходили по существу в нулевом электрическом поле» [17, с. 127–128].

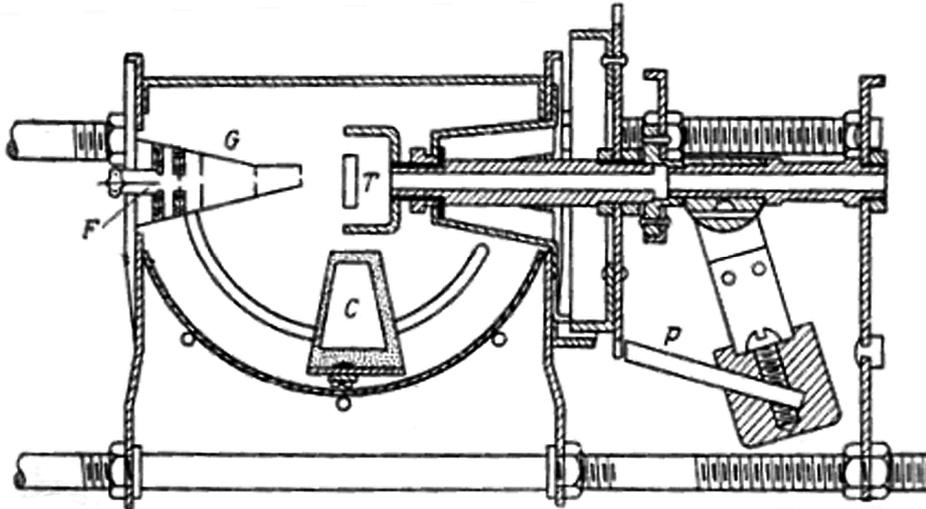


Рис. 3.6. Схема установки Дэвиссона – Джермера

Размеры установки составили: длина – 12,5 см, высота – 5 см. Она помещалась в стеклянный баллон, воздух тщательно откачивался. Для освобождения от адсорбированных и захваченных газов проводился неоднократный отжиг. Окончательное давление в баллоне достигало 10^{-8} мм рт. ст. Кристалл никеля имеет гранцентрированную кубическую структуру. Дэвиссон и Джермер полировали и травили мишень так, что бомбардируемой поверхностью являлась поверхность, соответствующая кристаллографической плоскости $\{111\}$. Ток рассеянных электронов определялся током падающего пучка электронов, азимутом, углом рассеяния и потенциалом бомбардировки, то есть энергией ускоренных электронов. На рисунке 3.7 представлены некоторые результаты для разных ускоряющих потенциалов (см. цифры у кривых) и азимутов $\{111\}$ и $\{100\}$.

Анализ результатов Дэвиссона и Джермера таков: для азимута $\{111\}$ максимум интенсивности пучков электронов достигается при угле 50° и потенциале 54 В; если допустить, что это пучок первого порядка $n = 1$, то длина волны будет равна:

– по дифракционной формуле:

$$\lambda = d \sin 50^\circ = 2,15 \cdot 0,766 = 1,65 \text{ \AA};$$

– по формуле де Бройля:

$$\lambda = h/mv = h/(2mVe)^{1/2} = 2,15 \cdot 0,766 = 1,67 \text{ \AA},$$

что находится в согласии с расчетом по дифракционной формуле.

Аналогично, при ускоряющем напряжении 65 В максимум рассеяния соответствует углу 44° , и формула дифракционной решетки дает $\lambda = 1,49 \text{ \AA}$, в то время как формула де Бройля приводит к значению $\lambda = 1,52 \text{ \AA}$, то есть согласие дебройлевской формулы и опытных данных также вполне удовлетворительное. Таким образом, в опытах Дэвиссона и Джермера впервые было показано, что электроны обладают волновыми свойствами и испытывают дифракцию на монокристаллических мишенях.

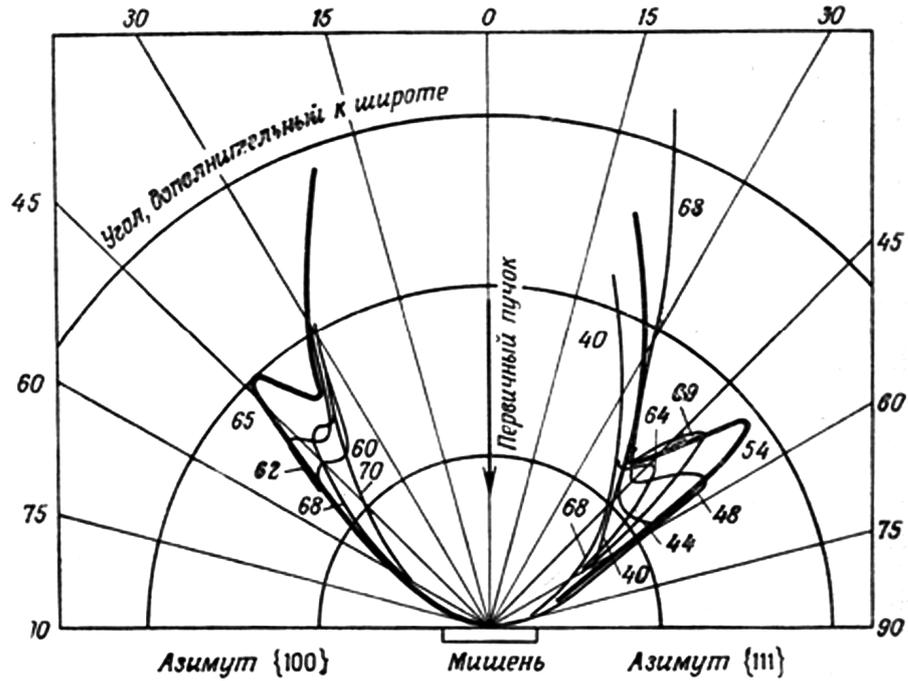


Рис. 3.7. Кривые рассеяния электронов, полученные в экспериментах Дэвиссона и Джермера [17, с. 134]

Если Дэвиссон и Джермер открыли явление дифракции электронов на монокристалле по методике регистрации отраженного потока электронов, то Д. Томсон со своим учеником А. Ридом подтвердил явление дифракции электронов не на монокристаллах, а на поликристаллах. В этих опытах использовалась и другая, чем у Дэвиссона и Джермера методика – методика регистрации прошедшего через мишень потока электронов. Первая статья Томсона [57] была опубликована в 1928 г. Методика этих экспериментов была аналогична методике наблюдения дифракции рентгеновских лучей на просвет. Схема экспериментальной установки Томсона приведена на рисунке 3.8.

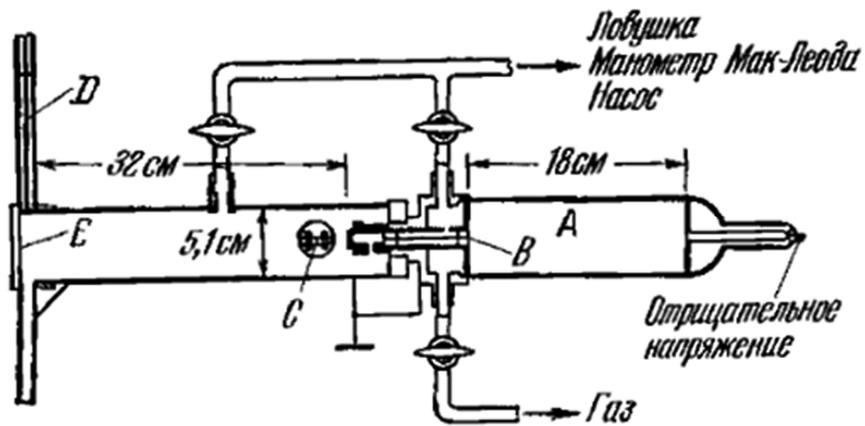


Рис. 3.8. Схема экспериментальной установки Томсона по наблюдению дифракции электронов [58, с. 248]

Между катодом, расположенным в части вакуумной трубки A и заземленной щелью B , прикладывалось высокое напряжение. Пройдя через щель, длина которой составляла 6 см, а диаметр – 0,23 мм, сформированный узкий пучок электронов падал на тонкую фольгу, которая была закреплена в держателе C . Прошедшие через фольгу и рассеянные на ней электроны после прохождения расстояния в 32 см регистрировались. Наблюдение производилось двумя способами: первый способ предполагал непосредственное визуальное наблюдение с виллемитового экрана E ; при втором способе картина, сформированная прошедшим через фольгу потоком электронов, фиксировалась фотопластинкой D , которая выдвигалась сверху. Используемая металлическая фольга приготавливалась методом травления едким калием исходной более толстой заготовки и составляла по толщине 10^{-5} см.

В качестве таким образом приготовленных мишеней использовались мишени из золота, алюминия, целлулоида. Тонкие пленки использовались для того, чтобы электрон при прохождении через них рассеивался только один раз, иначе дифракционная картина была бы размыта из-за наложений отклонений электронов.

Энергия моноэнергетических электронов в опытах Томсона составляла от 17,5 до 56,5 кэВ. В отличие от монокристалла, использовавшегося в эксперименте Дэвиссона и Джермера, поликристалл состоит из маленьких кристалликов, внутри которых имеет место строгий порядок; сами же кристаллики расположены беспорядочно по отношению друг к другу.

Отражение электронного пучка от грани кристаллика происходит по формуле Брэгга тогда, когда пучок катодных лучей падает под углом θ на кристаллографическую плоскость. Согласно формуле Брэгга он будет отражаться от кристалла при условии

$$2d \sin \theta = n\lambda,$$

где d – расстояние между кристаллографическими плоскостями;

λ – дебройлевская длина волны электрона;

n – порядок отражения.

Если L – расстояние от кристалла до фотопластинки, то отраженный пучок будет фиксироваться на фотопластинке на расстоянии $D/2$ от центрального пятна, где $D = 4 \theta L = 2n\lambda L/d$ (в предположении, что угол θ мал). В поликристалле имеется большое количество кристаллитов, ориентированных друг относительно друга случайным образом. Поэтому возможны любые углы падения и будут наблюдаться кольца различных диаметров. Действительно, результаты, полученные для пленок алюминия, золота и целлулоида, демонстрировали картину на фотопластинке, состоящую из концентрических колец различных диаметров. Центральное пятно характеризовало пучок электронов, не испытавших дифракцию. Дифракционная картина в виде концентрических колец фиксировалась на фотопластине. Электронограмма прошедших через золотую фольгу электронов приведена на рисунке 3.9.

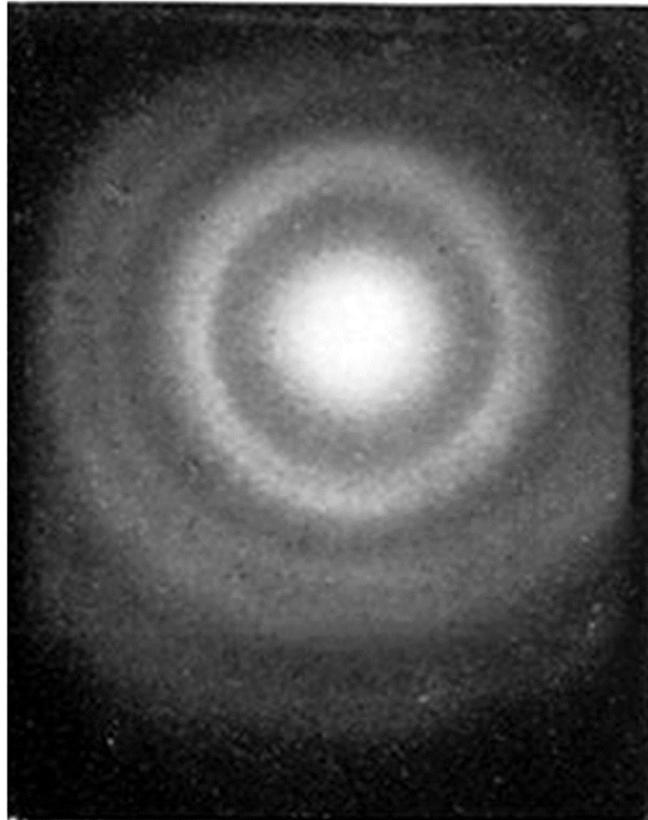


Рис. 3.9. Дифракционная картина прошедших через поликристалл золота электронов в опыте Томсона [57, с. 604]

Томсон писал:

«Во всех случаях наблюдаемый эффект заключается в появлении концентрических колец, расположенных вокруг пятна, которое получается от нерассеянного пучка. В некоторых случаях эти кольца однородны, в других случаях их интенсивность в большей или меньшей степени сконцентрирована в виде ряда пятен на окружности. Нужно сразу отметить, что нет никаких сомнений в том, что наблюдаемый эффект связан именно с катодными лучами, которые рассеивались пленкой. Так, в отсутствие пленки наблюдалось только центральное пятно. Если на участке *CD* помещался магнит, то все изображение сдвигалось как целое (вследствие смещения электронов при движении в магнитном поле. – *Д. П.*).

<...>

Полученные результаты являются серьезным указанием на справедливость теории де Бройля» [58, с. 249–250].

Томсон вычислил постоянную решетки используемых материалов и сравнил с данными, полученными из опытов по рассеянию рентгеновских лучей. Например, для золота из результатов Томсона получилась величина $a = 3,80 \text{ \AA}$, а по вычислениям с использованием рентгеновских лучей – $a = 4,065 \text{ \AA}$. Расхождение результатов составило 6,5 %. Расхождение Томсон объяснил неточностью в измерении энергии электронов.

Этот метод регистрации был значительно проще, чем методика экспериментов Дэвиссона и Джермера. К тому же такая методика была максимально наглядна для интерпретации наблюдений, так как допускала прямое непосредственное сравнение с дифракционными картинками рентгеновских лучей. Полученное из измерения радиусов дифракционных колец расстояние между кристаллическими плоскостями частиц поликристалла сравнивалось с результатами опытов с рентгеновскими лучами. Результаты совпали, что говорило в пользу единства свойств пучка электронов и электромагнитной волны высокой частоты. Дэвиссон комментировал в своей нобелевской лекции «Открытие электронных волн» в 1937 г. одновременность и независимость своих опытов и опытов на просвет следующим образом [3, с. 404–405]:

«То, что поток электронов обладает свойствами волновых лучей, впервые было открыто в 1927 г. в большой промышленной лаборатории в центре огромного города и в лаборатории маленького университета на берегу холодного и пустынного моря. (Опыты Дэвиссона и Джермера были проведены в лаборатории фирмы «Белл телефон» в Нью-Йорке, а опыты Томсона и Рида – в университете маленького городка Абердина. – Д. П.) Это совпадение тем более покажется убедительным, если мы вспомним, что средства, необходимые для этого открытия, имелись в любой лаборатории мира и постоянно употреблялись там уже более четверти века. И все же в этом совпадении не было ничего исключительного. Открытия в физике делаются тогда, когда приходит их время, и не раньше. Наступает момент, и неизбежное совершается чуть ли не в одно и то же мгновение даже в самых удаленных друг от друга местах».

Одновременно и независимо от Томсона дифракцию электронов по методике «на просвет» от поликристаллических пленок алюминия наблюдал в 1928 г. П. С. Тартаковский «электрическим способом... помещая за фольгой приемник с кольцевой щелью» [59]. Угол рассеяния электронов всегда оставался постоянным $\theta = 4^\circ 45'$. Наблюдалось несколько максимумов тока при определенных энергиях электронов для различных значений d . Например, для плоскости {111} получился максимум при энергии электронов 1,1 кэВ, то есть при расчетной дебройлевской длине волны электронов $\lambda = 0,37 \text{ \AA}$.

«Как видим, и этот класс работ (Томсона и Тартаковского. – Д. П.) приводит к полному подтверждению волновой точки зрения», – отмечал Тартаковский [59, с. 359].

Пионерские опыты Дэвиссона – Джермера, Томсона и Тартаковского, выполненные по различным методикам, явились убедительным подтверждением гипотезы де Бройля о наличии у микрочастиц волновых свойств. Наблюдения волновых свойств у других частиц продолжились в последующие годы следующими поколениями физиков.

3.4. Открытие спина

В 1922 г. немецкие физики О. Штерн и В. Герлах поставили опыты, целью которых было измерение магнитных моментов атомов различных химических элементов. В предварительной статье [60] в немецком физическом журнале Штерн писал о цели исследований [17, с. 108]:

«Выяснить, какая теоретическая концепция, квантовая или классическая, является правильной, можно с помощью эксперимента, в принципе совсем простого. Требуется только исследовать отклонение, испытываемое пучком атомов в достаточно неоднородном магнитном поле».

Такая исследовательская цель была реализована в опытах, результаты которых были опубликованы в трех статьях [61–63] в 1922 г.

Неоднородность магнитного поля должна быть такова, чтобы она сказывалась на расстояниях порядка размера атома. Только при этом условии можно было получить силу, действующую на каждый атом в отдельности. Схема опыта изображена на рисунке 3.10 [64, с. 475].

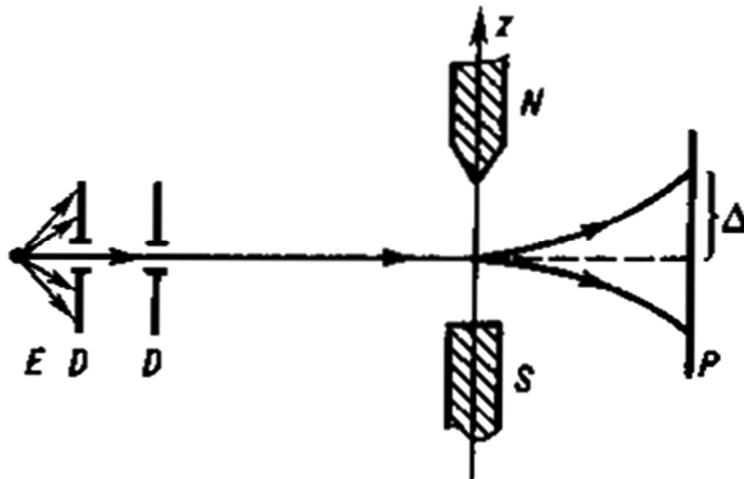


Рис. 3.10. Схема установки Штерна и Герлаха

В колбе E , в которой поддерживался вакуум 10^{-5} мм рт. ст., нагревался серебряный шарик до температуры испарения. Атомы серебра летели с тепловой скоростью около 100 м/с через щелевые диафрагмы D и, проходя резко неоднородное магнитное поле NS , попадали на фотопластинку P . Если бы момент импульса атома и, следовательно, его магнитный момент мог принимать произвольные ориентации в пространстве (то есть в магнитном поле), то можно было ожидать непрерывного распределения попаданий атомов серебра на фотопластинку с большой плотностью попаданий в середине, то есть одно пятно на фотопластинке. В опытах при включении магнитного поля были получены две полосы, как показано на рисунке 3.11 [62, с. 350], все атомы отклонялись в магнитном поле двояким образом, соответствующим лишь двум возможным ориентациям магнитного момента.

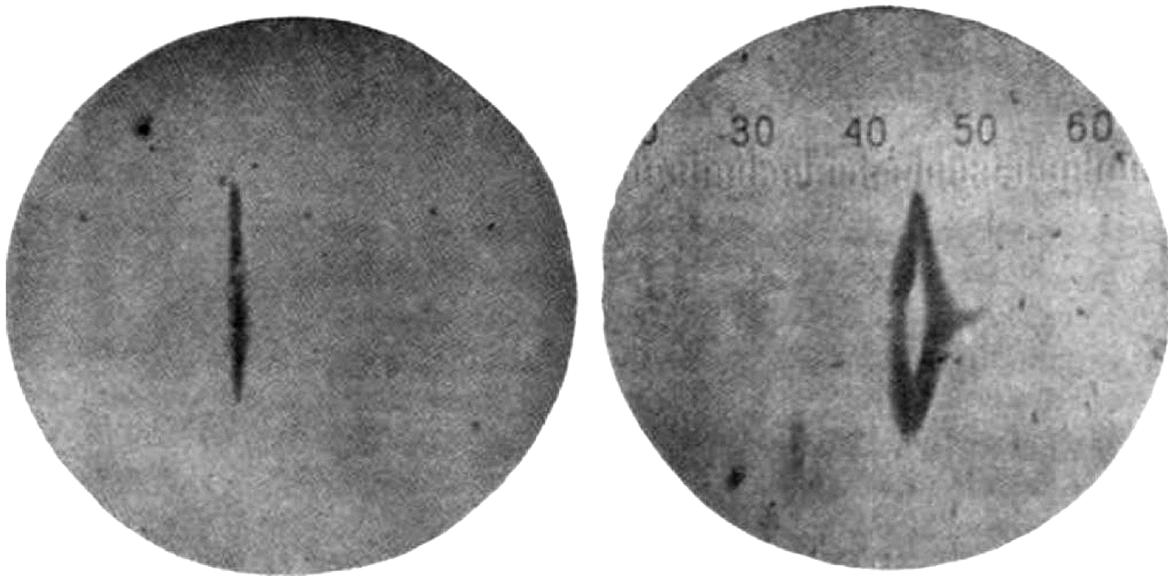


Рис. 3.11. Расщепление пучка атомов серебра неоднородным магнитным полем: слева – без поля; справа – при включенном поле. Деление шкалы соответствует 1/20 мм

Этим доказывался квантовый характер магнитных моментов электронов. Таким образом, для атомов серебра Штерн и Герлах получили, что проекция магнитного момента атома (электрона) на направление магнитного поля численно равна магнетону Бора. Опыты Штерна и Герлаха не только подтвердили пространственное квантование моментов импульсов в магнитном поле, но и дали экспериментальное подтверждение тому, что магнитные моменты электронов тоже состоят из некоторого числа «элементарных моментов», то есть имеют дискретную природу. Единицей измерения магнитных моментов электронов и атомов является магнетон Бора.

В 1925 г. в физике появилось новое фундаментальное понятие – спин. Оно было введено Д. Уленбеком и С. Гаудсмитом, работавшими летом 1925 г. у П. Эренфеста в Лейдене. Вот как Гаудсмит в 1967 г. комментировал исторические аспекты открытия спина частиц:

«Я не могу понять, почему Паули в своем Нобелевском докладе заявил, что его статья 1924 г. о сверхтонкой структуре „повлияла на Гаудсмита и Уленбека при их требовании ввести спин электрона“... Статью Паули 1924 г. нельзя, конечно, рассматривать как работу, в которой введено понятие спина, являющегося свойством индивидуальной частицы. Паули ожидал, что момент количества движения существует только у сложных ядер, где он обусловлен движением частиц. Он не предсказал ни сверхтонкой структуры, ни ядерного момента для водорода. В действительности спин протона был открыт лишь в 1927 г., и отнюдь не в результате рассмотрения тонкой структуры. Спин протона был введен Хундом и вскоре после этого строго обоснован Деннисоном» [65, с. 153].

К этому времени В. Паули опубликовал свою работу, содержащую формулировку принципа запрета, носящего его имя. Еще ранее в декабрьской книжке журнала „Die Naturwissenschaften“ Паули указал, что для характеристики состояния электрона необходимо четыре квантовых числа: главное квантовое число n , азимутальное квантовое число l и два магнитных числа m_l и m_s . Гаудсмит рассказал Уленбеку об этой работе Паули. Узнав это, Уленбек высказал мысль, что электрон обладает еще одной степенью свободы, которая соответствует вращению электрона (спину).

«Однажды утром, кажется, это было в конце летних каникул, я рассказал Уленбеку о принципе Паули, применив, естественно, квантовые числа m_l и m_s . Он немедленно указал на то, что это означает наличие у всех электронов четырех степеней свободы, как если бы каждый электрон имел спин...

<...>

После его замечания о спине мы сразу увидели, что полностью выясняется, почему m_s всегда равно $+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$. Далее мы увидели, что все случаи расщепления Зеемана могут быть объяснены, если приписать электрону магнитный момент, равный одному целому магнетону Бора. Кроме того, стало ясно, что спин находится в полном соответствии с нашим новым толкованием спектра водорода» [65, с. 155].

Эренфест отправил статью Уленбека и Гаудсмита в журнал, где она и была опубликована в 1925 г. [66]. Паули очень неодобрительно встретил статью Уленбека и Гаудсмита. Еще ранее он отнесся отрицательно к аналогичной идее, высказанной Кронигом. Бор и Гейзенберг, наоборот, проявили большой интерес к новой гипотезе, а после того как Томас вычислил на основе гипотезы спина значение дублетного расщепления, Паули снял свои возражения.

Таким образом, в квантовой физике появилось фундаментальное понятие спина элементарной частицы.

ГЛАВА 4. РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ. ПОСЛЕДУЮЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДИФРАКЦИИ ЧАСТИЦ

4.1. Эксперименты по дифракции электронов

4.1.1. Дифракция одиночных электронов

Советские физики Л. М. Биберман, Н. Г. Сушкин и В. А. Фабрикант в 1949 г. продемонстрировали дифракционную картину для одиночных электронов [67, 68]. Это был революционный, принципиальный эксперимент, демонстрирующий то важнейшее обстоятельство, что волновые свойства характерны не только для потока электронов, ансамбля частиц, но и для одиночных частиц. В экспериментах был использован просвечивающий электронный микроскоп типа ЭМ-100 с некоторыми конструктивными изменениями. Для того чтобы можно было надежно регистрировать чрезвычайно малые токи электронов, использовалась следующая методика: вначале создавался пучок электронов, достаточный для измерения гальванометром. Пучок улавливался цилиндром Фарадея, по отбросу зайчика гальванометра определялась интенсивность. После этого фарадеев цилиндр отводился в сторону, а падающий на пластинку пучок с помощью проекционной линзы развирывался в серию пятен с постепенно увеличивающимся до 10 см диаметром. Фотометрическая проверка показала, что плотность почернения одинакова в пределах каждого пятна, поэтому плотность электронов для каждого пятна определялась как частное от деления известной интенсивности пучка на площадь пятна.

По интенсивности почернения и плотности электронов строилась кривая почернения для каждой фотопластинки, позволяющая определять интенсивности пучка, которые были, по крайней мере, на пять порядков меньше предела чувствительности гальванометра. После этого интенсивность пучка резко уменьшалась, и при выключенных линзах фиксировался след пучка на пластинке, по которому и определялась интенсивность слабого пучка электронов. Затем на пути пучка помещался дифрагирующий объект – кристаллики окиси магния, нанесенные на коллоидную пленку, с помощью которых получали дифракционную картину. Для проверки постоянства интенсивности дифрагирующий объект после экспозиции убирался, и на пластинке снова фиксировался след пучка.

Дифракционные картины в сильных пучках получались обычным путем на фотопластинках со значительно меньшей чувствительностью. Были получены дифракционные картины от пучков, отличавшихся по интенсивно-

сти почти на семь порядков. Они оказались тождественными. Измерение интенсивности слабого пучка дало значение $4,2 \cdot 10^3$ электронов в секунду, а среднее время между двумя прохождениями электронов в установке было равно $2,4 \cdot 10^{-4}$ с. База от электронной пушки до фотопластинки составляла 1 м. При энергии в 72 кэВ каждый электрон проходил весь путь за $8,5 \cdot 10^{-9}$ с, то есть время движения электрона было в $3 \cdot 10^4$ раз меньше, чем интервал между двумя попаданиями электронов в пластинку. Иначе, электрон проходил свой путь в установке за $8,5 \cdot 10^{-9}$ с, затем в течение в 30 000 раз бóльшего интервала времени прибор оставался пустым от электронов, после чего проходил очередной электрон. При таком огромном интервале времени между последовательными прохождениями вероятность одновременного прохождения хотя бы двух электронов была по порядку величины $\sim 10^{-5}$.

На рисунке 4.1 [67, с. 185] приведена типичная электронограмма, полученная от многократного «обстрела» одиночно летящими электронами.

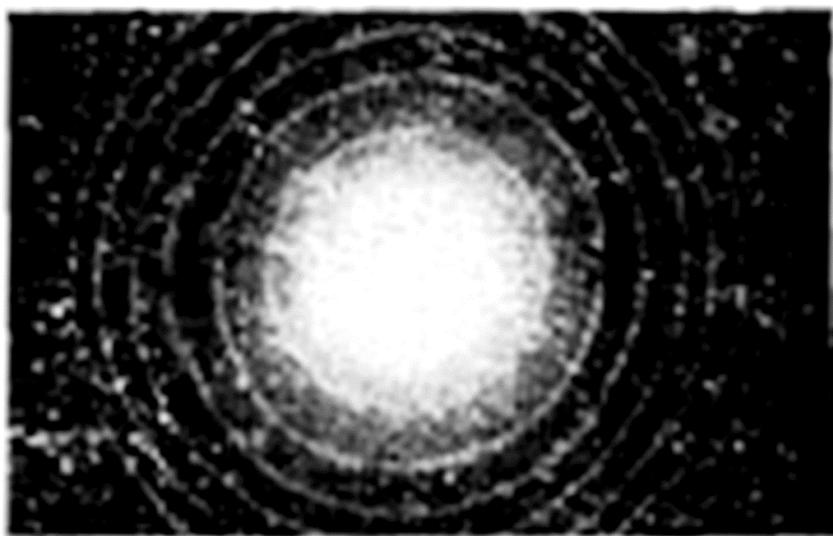


Рис. 4.1. Электронограмма от одиночных электронов, полученная в опытах Л. Бибермана, Н. Сушкина, В. Фабриканта

Она имеет такой же вид, как в опытах Томсона по дифракции электронов «на просвет мишени», а также и при дифракции рентгеновских лучей. Выдающееся значение этих опытов заключается в том, что была экспериментально показана волновая природа не пучка, а одного электрона!

4.1.2. Двухщелевая дифракция электронов

Со времени рождения квантовой физики на протяжении почти 50 лет во многих источниках (как учебных, так и популярных) обсуждался мысленный эксперимент по двухщелевой дифракции частиц, аналогичный опытам Юнга с видимым светом.

Мысленные эксперименты по двухщелевой дифракции электронов обсуждались Р. Фейнманом [69]. По мнению Фейнмана, при падении электронов на двойную щель должна наблюдаться дифракционная картина, подобная дифракционной картине, характерной для света и наблюдавшейся в опытах Т. Юнга в XIX в. Схема мысленного эксперимента Фейнмана показана на рисунке 4.2 [69, с. 11].

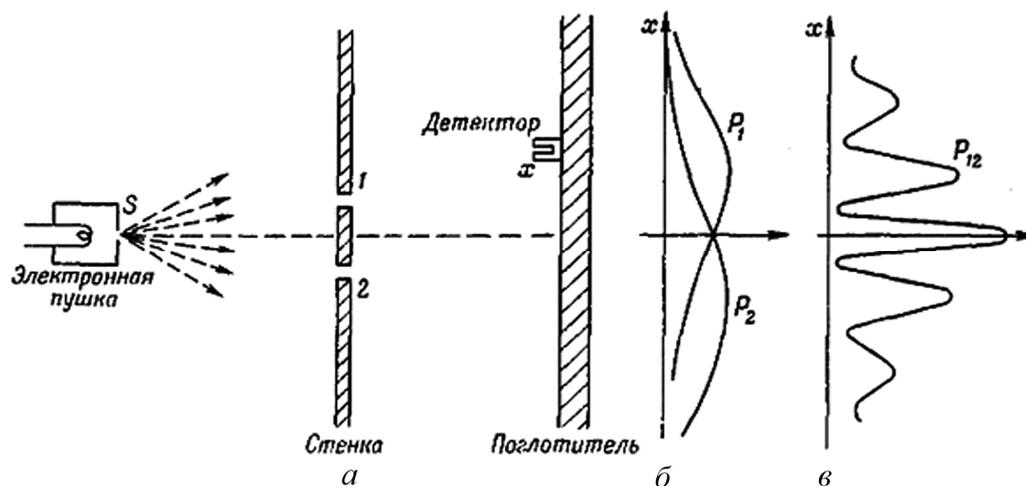


Рис. 4.2. Схема мысленного эксперимента Фейнмана по двухщелевой дифракции электронов

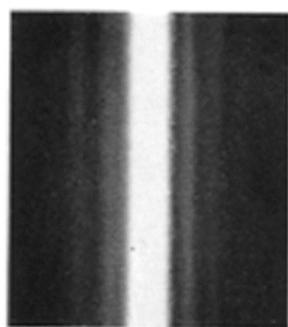
Электроны от источника (электронной пушки S) падают на двойную щель 1 и 2. Прошедшие через щели электроны регистрируются детектором. В случае отсутствия дифракции итоговая интенсивность прошедших электронов должна быть равна сумме интенсивностей электронов, прошедших через каждую щель в отдельности – кривые P_1 и P_2 . Если же электроны испытают дифракцию на обеих щелях, то итоговая интенсивность прошедших электронов должна быть подобна кривой P_{12} .

В 1961 г. К. Йонссон провел выдающийся натуральный эксперимент по дифракции электронов на двух щелях [70]. Схема установки представлена на рисунке 4.3. Поток электронов из источника, ускоренных разностью потенциалов в 40 кВ сначала проходил диафрагму. После этого электронный луч формировался двухступенчатой системой в узкий пучок, который падал на двойную щель в медной диафрагме. Затем, после прохождения системы линз, пучок попадал на фотопластинку. После дифрагирования на двойной щели электроны, попавшие на фотопластинку, образуют черные полосы на позитиве.

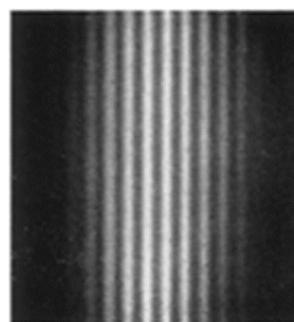
В результате длительного экспонирования на фотопластинке наблюдается типичная интерференционная картина в виде чередующихся максимумов и минимумов (рис. 4.4). Полученные картины качественно не отличаются от типичной однощелевой или двухщелевой дифракционной картины Юнга для видимого света.



Рис. 4.3. Схема установки Йонссона [70, с. 458]



а



б

Рис. 4.4. Дифракционная картина в экспериментах Йонссона на одной (а) и на двух (б) щелях [70, с. 468]

В 2008 г. Фраббори и др. был проведен эксперимент по двухщелевой дифракции электронов с использованием сканирующего электронного микроскопа [71].

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 4.5 [71, с. 073108-1]:

- а) схема аппаратуры, включающей сканирующий электронный микроскоп SEM, сфокусированный ионный пучок FIB, вторичный электронный детектор SED;
- б) просвечивающий электронный микроскоп, содержащий электронный источник S, двухщелевую Au/Si₃N₄-мембрану с открытыми щелями M, промежуточную линзу I, проекционную линзу P, плоскость наблюдения, оптически сопряженную с источником PO.

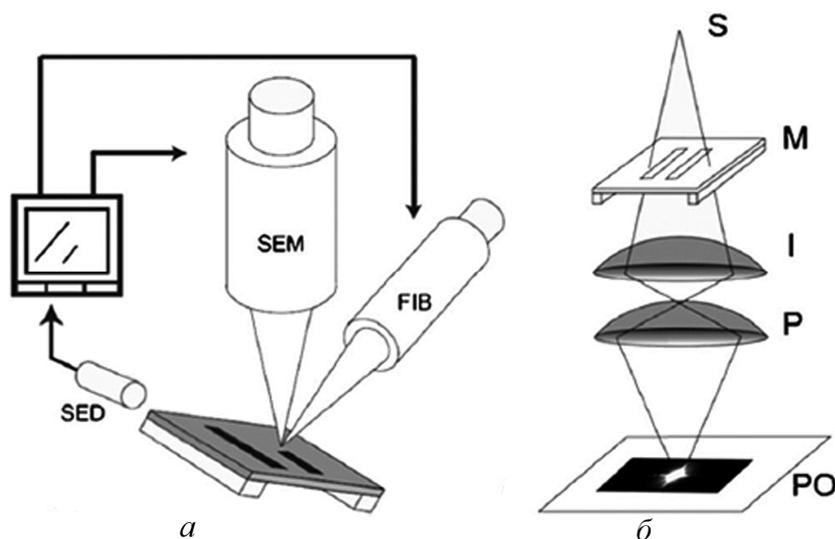


Рис. 4.5. Схема экспериментальной установки по наблюдению двухщелевой дифракции в экспериментах Фраббори и других

Щели были получены фрезерованием с помощью сфокусированного ионного пучка на промышленном образце – мембране нитрида кремния. Для этого использовался образец кремния диаметром 3 мм и толщиной 200 мкм, в центре которого было сделано окно размером 100×100 мкм², покрытое слоем нитрида кремния толщиной 500 нм, на которое методом осаждения наносился слой золота толщиной 100 нм. Фрезерование было выполнено с помощью пучка ионов Ga⁺ при их энергии 30 кэВ.

Снимки щелей, их изображений и картина двухщелевой дифракции электронов приведены на рисунке 4.6 [71, Р. 073108-2]:

- а) изображение двух щелей, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа;
- б) изображение щелей, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ширина щелей – 83 нм, длина щелей – 420 нм);
- в) картина фраунгоферовой электронной дифракции, полученная в результате интерференции дебройлевских волн электрона на двойной щели.

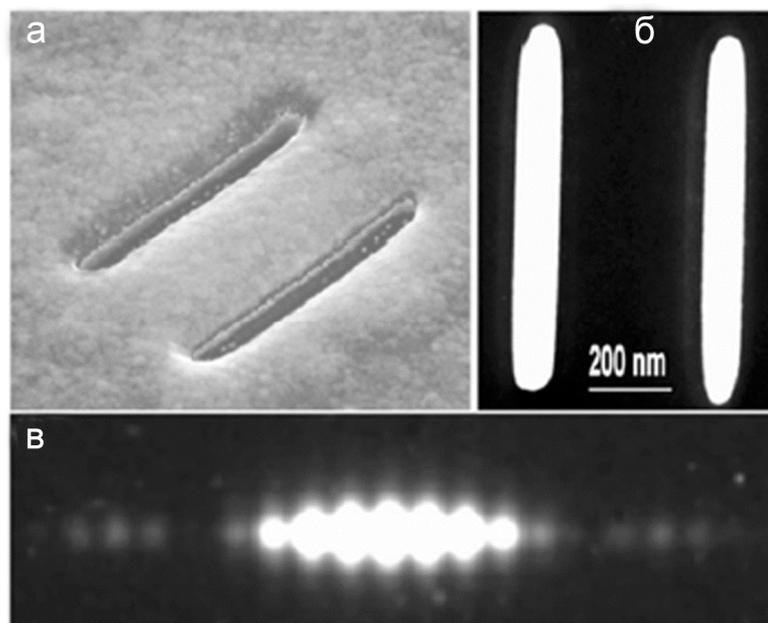


Рис. 4.6. Картина электронной дифракции Фраунгофера, показывающая дифракционную картину от двух щелей

Видна ясная картина, показывающая, что электроны испытали двухщелевую дифракцию. Этот результат явился подтверждением наблюдений Йонсона, выполненных по другой методике.

Снимки щелей, их изображений и картина однощелевой дифракции электронов приведены на рисунке 4.7 [71, с. 073108-2].

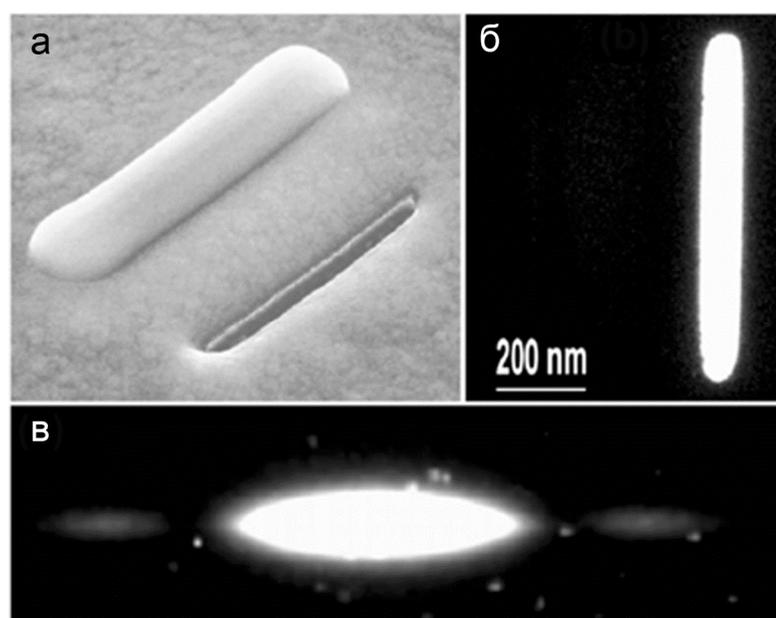


Рис. 4.7. Картина фраунгоферовой электронной дифракции, показывающая дифракционную картину от одиночной щели

На рисунке 4.7 показаны:

- а) изображение области левой щели после того, как она была закрыта (блокирована) платиновым материалом с помощью ионного пучка;
- б) изображение оставшейся не блокированной одиночной правой щели, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа;
- в) картина фраунгоферовой дифракции электронов, которая показывает типичную дифракционную картину от одиночной щели.

В этих экспериментах использовался просвечивающий электронный микроскоп JEM-2100 Plus TEM, энергия электронов составляла величину 200 кэВ, дебройлевская длина волны электронов была равна

$$\lambda_0 = 2,507 \text{ пм.}$$

Исследования Йонссона и Фраббори с соавторами подтвердили мысленные эксперименты Р. Фейнмана о том, что картина за щелями, получающаяся при прохождении через обе щели электронов, будет иметь интерференционный характер, а не будет иметь вид простого не интерференционного сложения интенсивностей от каждой щели по отдельности.

4.1.3. Дифракция быстрых электронов

Позднее волновые свойства электронов наблюдались для значительно бóльших энергий частиц. Так, в работе С. А. Воробьева и Д. Е. Попова 1981 г. было продемонстрировано, что для релятивистских электронов с энергиями единицы мегаэлектронвольт также наблюдаются дифракционные эффекты [72]. В этой статье электронный пучок от 10-сантиметрового микротрона с энергией частиц 4,4 МэВ направлялся сначала вдоль {111} кристаллографического направления, а затем разориентировался в плоскости {110} на углы 0,12, 0,28 и 0,31 градусов (рис. 4.8, а, б, в, г соответственно).

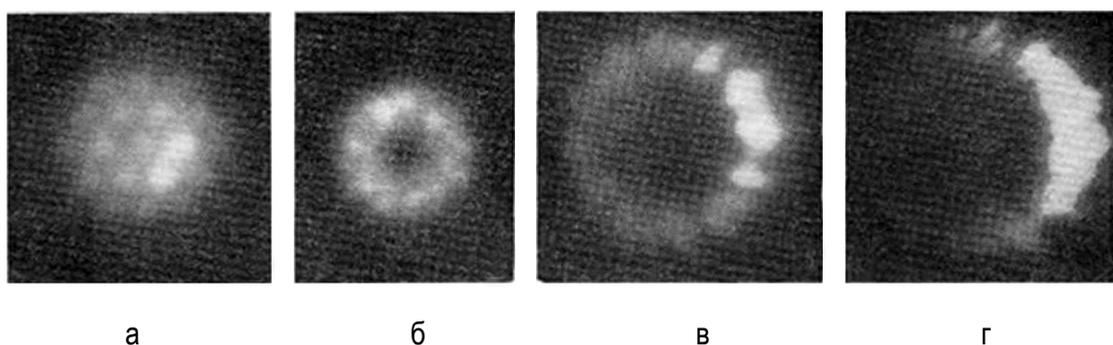


Рис. 4.8. Электрограммы (а – г), полученные по методике «на просвет» от монокристалла кремния и электронов с энергией 4,4 МэВ

Толщина мишени составляла 5 мкм, монохроматичность пучка – $\Delta E/E \leq 0,1 \%$, угловая расходимость – $\Delta\theta \leq 0,1^\circ$, ток ускоренного пучка – 0,5 мкА, точность установки углов гониометра – $0,01^\circ$.

В экспериментах наблюдались электронограммы, состоящие из различных рефлексов – от симметричного шестиугольного до кольцевого и дугового изображений при последовательном повороте кристалла на указанные углы. Было предложено использовать микротронные пучки для исследования кристаллических структур.

Группой С. А. Воробьева также наблюдались рефлексы при других условиях наблюдения прохождения быстрых электронов с энергией в несколько мегаэлектронвольт через тонкие монокристаллы кремния [72]. На рисунке 4.9 [73] представлены электронограммы прошедших через кристалл электронов, а также результаты фотометрирования этих электронограмм.

В этих экспериментах энергия электронов составляла 4,9 МэВ, толщина мишени – 2 мкм, угловая расходимость пучка была не более $\leq 0,03^\circ$, а точность установки углов гониометра $0,01^\circ$. Угловые распределения электронов демонстрируют отдельные рефлексы, типичные для дифракционных картин, а не одно пятно прошедших без дифракции электронов.

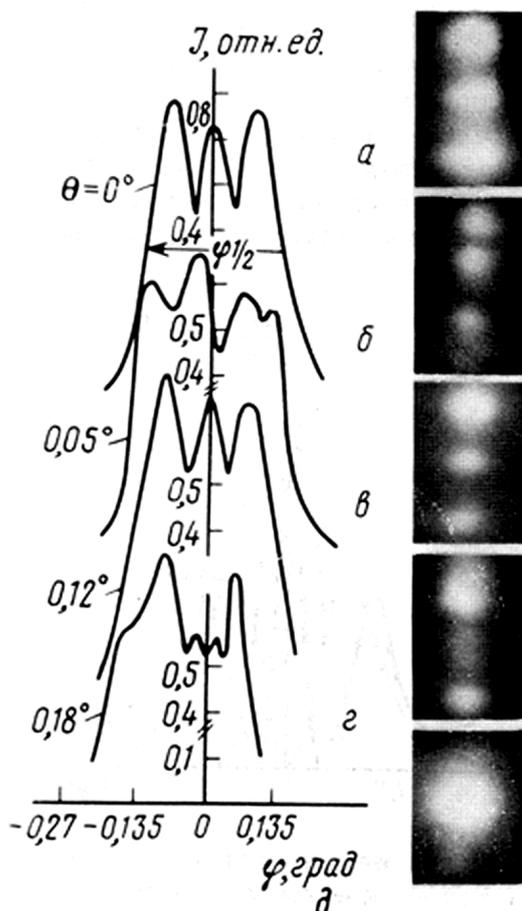


Рис. 4.9. Электронограммы (справа) и результаты их фотометрирования (слева), полученные в результате прохождения электронов через тонкий монокристалл кремния при различных углах падения относительно $\{110\}$ плоскости:
 а – 0° ; б – $0,05^\circ$; в – $0,12^\circ$; г – $0,18^\circ$; д – $0,29^\circ$

Таким образом, после пионерских экспериментов Дэвиссона и Джермера, а также Томсона и Тартаковского во многих экспериментах были подтверждены представления о волновых свойствах электронов. В последующих исследованиях наблюдались волновые свойства электронов, летящих поодиночке (Биберман, Сушкин, Фабрикант), электронов, дифрагирующих на двойной щели (Йонссон, Фраббори с соавторами), электронов с энергией в единицы мегаэлектронвольт (Воробьев с соавторами).

4.2. Дифракция атомов и молекул

После открытия и последующих исследований дифракции электронов начались интенсивные исследования по обнаружению волновых свойств и для более массивных, чем электроны, частиц.

Дифракция атомных и молекулярных пучков О. Штерном и И. Эстерманом была открыта в 1928–1930 гг. в экспериментах по рассеянию пучков Ne, He, D₂, HD, H₂, D и H на поверхности щелочно-галогидных кристаллов [74].

В предварительной статье 1926 г. «Исследования методов молекулярных пучков» Штерн писал [17, с 138]:

«Наиболее фундаментальное значение имеет вопрос о реальном существовании волн де Бройля, т. е. вопрос о том, могут ли наблюдаться для молекулярных лучей, по аналогии со световыми лучами, эффекты рассеяния и интерференции? К сожалению, длины волн, вычисленные по де Бройлю, даже в наиболее благоприятных условиях... едва достигают 1 Å. Тем не менее, возможность опыта, демонстрирующего такие эффекты для молекулярных пучков, по-видимому, не исключена».

Техника молекулярных пучков была описана Эстерманом в работе [75]. Дебройлевская длина волны λ для частиц с массой m и кинетической энергией E (при температуре в сотни градусов Кельвина) определяется формулой $\lambda = h / \sqrt{2mE}$. Для молекул легких газов с тепловой энергией в десятки МэВ дебройлевская длина волны составляет 1 Å. Это сопоставимо с межатомным расстоянием в молекулах и твердых телах. Сформированный с помощью диафрагм молекулярный или атомный пучок направляют на кристалл и фиксируют «отраженные» дифракционные пучки. Схема эксперимента представлена на рисунке 4.10 [17, с. 141].

Из печи с температурой около 800 К через щель O выходил пучок атомов, газ подводился по трубке a ; D_1 – нагреватель либо охладитель. Щель, формирующая изображение, обозначена через Aa на виде сверху и через Ab на боковой проекции; K_2 – кристалл, Af – щель детектора, R_1 – трубка, соединяющая камеру детектора с измерительным манометром. Положение детектора и кристалла можно было изменять с помощью латунных шлифов S_1 и S_2 , которые были строго коаксиальны, их ось лежала на поверхности кристалла.

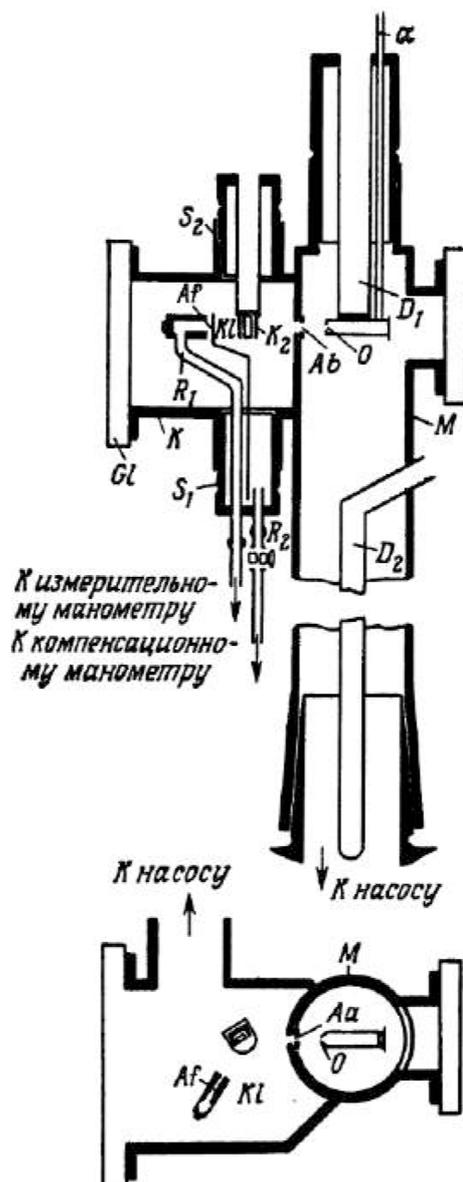


Рис. 4.10. Схема установки Эстермана – Штерна по наблюдению дифракции молекулярных пучков

Полученный в селекторе скоростей монохроматический пучок рассеивался под разными углами поверхностью кристалла LiF , постоянная решетки которого близка к 1 \AA . Температуру печи T подбирали так, чтобы дебройлевская длина волны атома гелия мало отличалась от постоянной решетки. Рассеянный пучок атомов регистрировался детектором, чувствительным элементом которого была металлическая полоска, сопротивление которой зависело от давления окружающего газа.

На рисунке 4.11 [17, с. 146] приведена зависимость рассеяния пучка H_2 от угла рассеяния. Центральный максимум соответствует пучку, не испытывавшему отклонения, боковые соответствуют первым интерференционным максимумам.

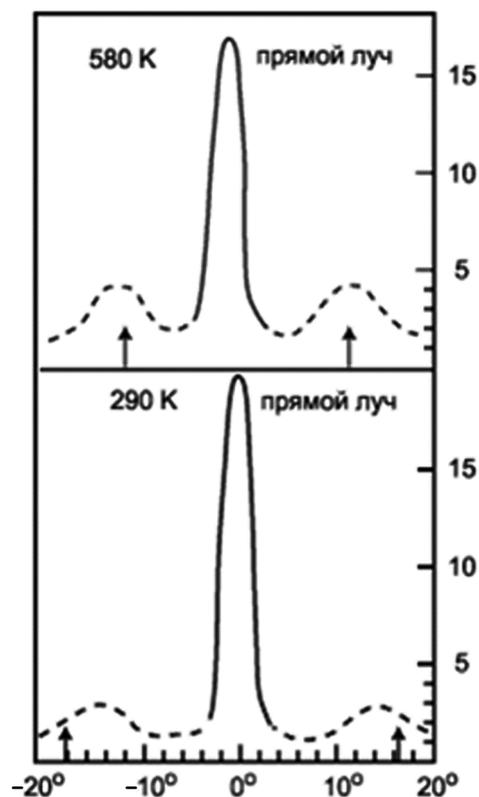


Рис. 4.11. Рассеяние молекул H_2 на фтористом литии

Положение максимумов рассеяния находилось в хорошем согласии с расчетными данными для температуры – 580 К – 11° (наблюдаемое значение) и 12° (расчетное значение); при температуре 290 К – наблюдаемое значение точно совпало с расчетным и составило 17° . Стрелками обозначены положения максимумов, вычисленные для случая, когда все молекулы имеют одинаковую скорость, соответствующую максимуму в распределении Максвелла при соответствующей температуре. Таким образом, согласие опытных и расчетных данных является хорошим.

Итак, в этих опытах было доказано, что волновые свойства присущи не только легким частицам – электронам, но и массивным частицам, таким как атомы водорода и гелия при взаимодействии их с монокристаллами.

В статье [76] описан проведенный авторами известный интерференционный опыт Юнга, но не со световыми лучами, а с потоком атомов. В схеме интерферометра (рис. 4.12) с двумя щелями атомы от источника к детектору могут двигаться двумя отдельными путями [76, с. 2690].

Эксперимент был проведен с атомами гелия. Поток атомов гелия из источника N облучался электронами EE для возбуждения атомов. На рисунке 4.12 обозначены: А – экран с одной входной щелью, В – экран с двумя щелями, С – экран детектора и SEM – вторичный электронный умножитель.

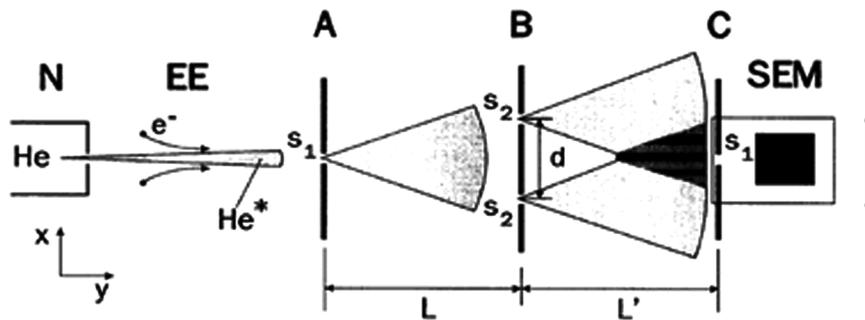


Рис. 4.12. Схема эксперимента по наблюдению дифракции атомов

Поскольку энергия возбуждения атомов гелия больше работы выхода электронов из материала входного электрода детектора, то поток нейтральных атомов при ударе о мишень преобразуется в поток электронов. За счет вторичной электронной эмиссии ток усиливается. Размеры щелей составляли величины: $s_1 = 2$ мкм, $s_2 = 1$ мкм, расстояние между щелями $d = 8$ мкм, $L = L' = 64$ см. Опыты проводили при двух температурах: $T = 295$ и 83 К. По известной температуре можно оценить среднюю кинетическую энергию атомов, а следовательно, и длину дебройлевской волны. Для приведенных температур и соответствующих энергий атомов дебройлевская длина волны составляла следующие величины: $\lambda = 0,056$ нм и $\lambda = 0,103$ нм соответственно. Двойная щель выполняла роль двух источников когерентных волн аналогично тому, как это было в опыте Юнга со световыми волнами. На экране волны от них складываются и дают интерференционную картину в виде чередования темных и светлых полос.

Результаты измерений для $\lambda = 0,103$ нм, приведенные на рисунке 4.13 [76, с. 2691], демонстрируют чередование характерных для всякой интерференции максимумов и минимумов.

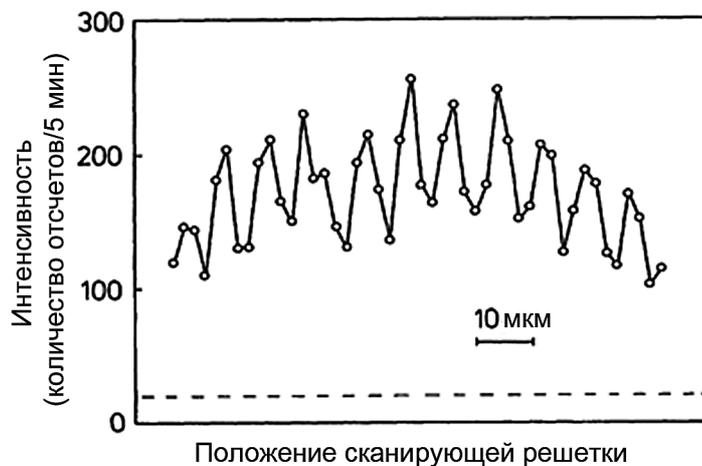


Рис. 4.13. Результат интерференционных измерений с атомами гелия

Среднее расстояние между максимумами $(7,7 \pm 0,5)$ мкм, что в пределах погрешности эксперимента совпадает с теоретическим значением

$$\Delta = L' \cdot \lambda / d = 8,2 \text{ мкм.}$$

Приведенные результаты показали, что атомам гелия и водорода так же, как и электронам, присущи волновые свойства.

4.3. Дифракция нейтронов

Дифракция нейтронов на кристаллах впервые наблюдалась в 1936 г. [77], а в 1969 г. была зарегистрирована и дифракция нейтронов на щели [78]. Детальные эксперименты по дифракции холодных нейтронов ($\lambda \sim 2$ нм) описаны в работе [79]. Продемонстрировано явление интерференции нейтронов на щелях макроскопических масштабов (20–100 мкм). Монохроматором потока нейтронов, как показано на рисунке 4.14 [79, с. 1068], выступает призма, показатель преломления зависит от длины волны, как и в опытах со светом, однако углы преломления чрезвычайно малы.

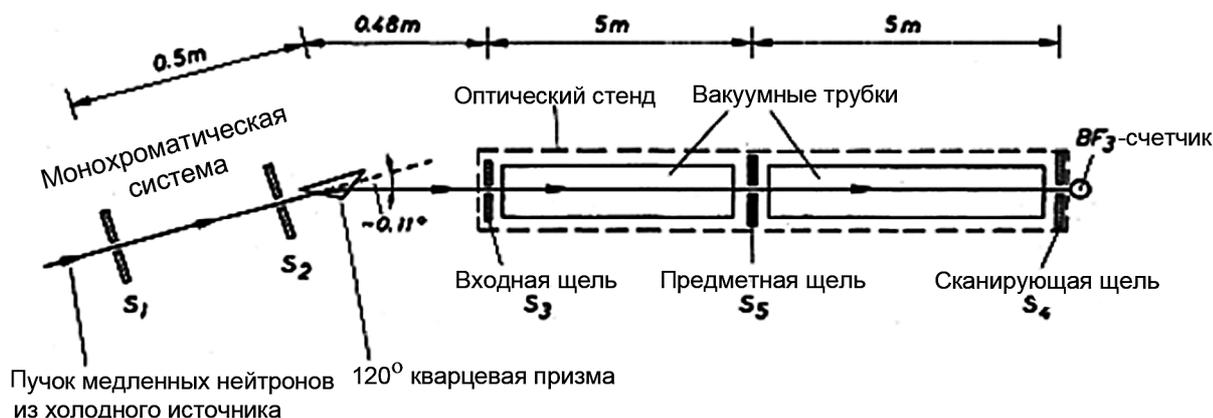


Рис. 4.14. Схема установки по наблюдению дифракции нейтронов на щели

Пучок медленных нейтронов от источника проходил через систему монохроматоров и падал на кварцевую призму. После преломления на призме пучок направлялся на входную щель и на измерительную систему. Ширина щелей составляет 100 мкм. За щелью S_4 расположен счетчик нейтронов, наполненный газом BF_3 (в реакции с бором образуется α -частица, регистрируемая счетчиком). Передвигая S_4 поперек пучка, снимают данные о распределении плотности нейтронного потока. Исследуемый объект — пластина с одной или двумя щелями — обозначена на схеме как S_5 . Она выполнена из боросиликатного стекла с добавкой окисла кадмия для увеличения поглощения нейтронов (бор и кадмий обладают большим сечением поглощения медленных нейтронов). Для получения хорошего пространственного разрешения интерференционной картины все щели узкие. Плата за это — малое число регистрируемых нейтронов. Чтобы свести к минимуму статистическую ошибку, время измерения каждой из 100 точек на кривой составляет 11 500 с.

В опыте с дифракцией на щели, результаты которого приведены на рисунке 4.15 [79, р. 1072], ширина щели составляла 90 мкм. Длина волны де Бройля для нейтронного пучка была равна $\lambda = 1,926 \pm 0,07$ нм.

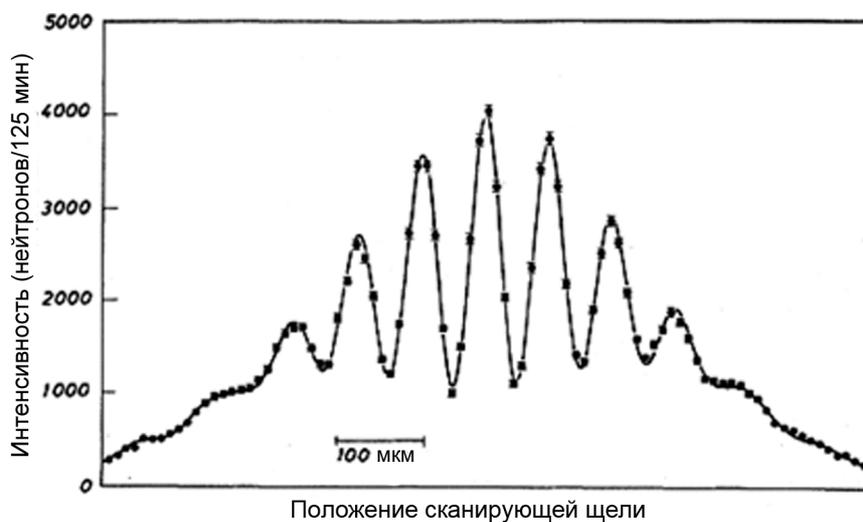


Рис. 4.15. Дифракционная картина от нейтронов на двойной щели (сплошная кривая — теоретические расчеты)

Опыт занял около 320 часов, измерения проводились в течение двух недель на атомном реакторе с большим потоком нейтронов. На рисунке 4.15 приведен общий вид зависимости, часть этого графика показана в увеличенном масштабе (для демонстрации дифракционных максимумов более высокого порядка по бокам главного максимума). Таким образом, во многих исследованиях было показано, что и для таких частиц, как нейтроны, тоже наблюдаются волновые свойства.

4.4. Интерференция молекул фуллерена

В девяностые годы XX в. были проведены эксперименты по наблюдению волновых свойств гигантских, по сравнению с элементарными частицами и обычными атомами, молекул. Эксперименты по наблюдению интерференции пучков молекул фуллерена C_{70} были проведены группой А. Цайлингера [80].

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 4.16 [80, с. 100404-2]. Она включала три золотые решетки с периодом $(991,25 \pm 0,25)$ нм, расстояние между решетками составляло $L_1 = L_2 = 0,22$ м. В вакуумной камере поддерживалось давление $3 \cdot 10^{-8}$ мбар.

Пучок молекул фуллерена C_{70} генерировался нагреванием в печи при температуре 650 °С и проходил через селектор скоростей. Скорость молекул составляла около 200 м/с. После прохождения золотых решеток с периодом в 1 мкм молекулярный пучок ионизовался с помощью лазера мощностью 26 Вт, и полученные ионы детектировались.

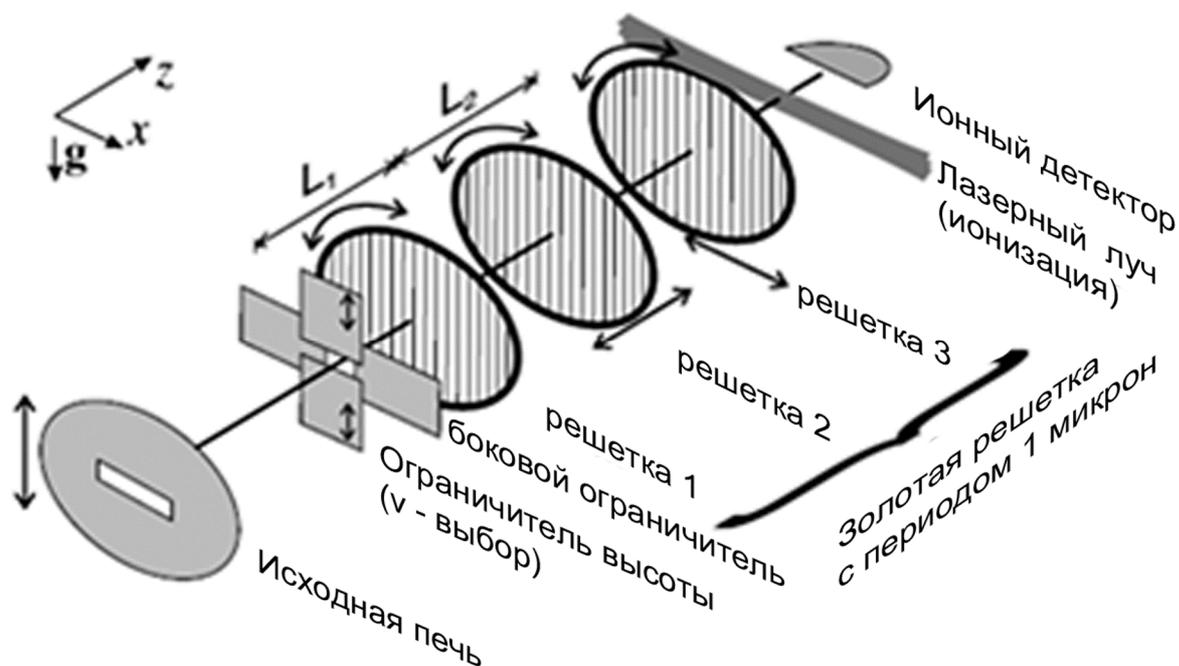


Рис. 4.16. Схема экспериментальной установки по наблюдению интерференции молекул фуллерена C_{70}

На рисунке 4.17 представлены результат детектирования интерференционных полос, полученный для молекул фуллерена со скоростью 115 м/с [80, с. 100404-2].

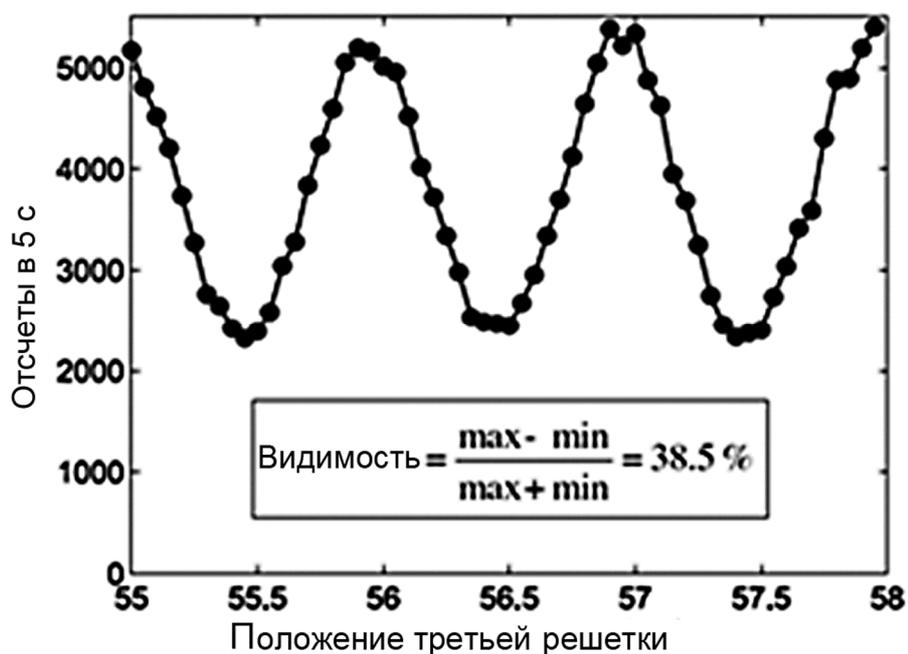


Рис. 4.17. Результат наблюдения интерференционных полос от молекул фуллерена C_{70} при скорости молекул 115 м/с

Впечатляющий дифракционный эксперимент был проведен группой Цайлингера в 2004 г. [81]. Пучок фуллеренов, молекул C_{70} углерода рассеивался на дифракционной решетке из золота, состоящей из большого числа узких щелей с периодом 990 нм и шириной щелей (475 ± 20) нм. При этом имелась возможность вести контролируемый нагрев летящих в пучке молекул C_{70} посредством лазерного луча, что позволяло изменять их внутреннюю температуру, то есть изменять среднюю энергию колебаний атомов углерода внутри этих молекул. Наблюдалась отчетливая интерференционная картина.

Итак, волновые свойства наблюдались для молекул фуллерена как на щелях, так и на решетках.

4.5. Интерференция органических молекул

В Институте экспериментальной физики Венского университета группой Цайлингера в 2003 г. была впервые обнаружена интерференция в пучке органических молекул биологического происхождения [82]. Молекулы $C_{44}H_{30}N_4$ имеют уплощенную форму и входят в состав хлорофилла и гемоглобина.

Пучки молекул создавались путем сублимации твердых веществ в вакуумной камере. Основой экспериментальной установки служил интерферометр Тэлбота – Лауэ, состоящий из трех фазовых решеток с периодом 1 мкм: первая решетка формировала когерентный пучок молекул, вторая решетка служила для дифракции и интерференции, а третья решетка использовалась для регистрации интерференционной картины, являясь частью детектора. Эксперимент был повторен с использованием пучка органических (но не биологических) молекул $C_{60}F_{48}$, представляющих собой сферические слои атомов фтора вокруг фуллереновой основы. Молекулы $C_{60}F_{48}$ стали самыми массивными из органических молекул, у которых обнаружены квантовые волновые свойства. Как для молекул $C_{44}H_{30}N_4$, так и для $C_{60}F_{48}$, наблюдалась отчетливая интерференционная картина, не объяснимая классическими (не квантовыми) эффектами. На рисунке 4.18 [82, с. 090408-3] приведен результат наблюдения интерференции молекул $C_{60}F_{48}$: молекулы имели среднюю скорость 105 м/с, разброс скоростей составлял 20 %.

Далее они пролетали сквозь коллиматорную щель, а вслед за ней – через дифракционную решетку из нитрида кремния. Ее толщина составила всего 10 нм, шаг решетки – 100 нм, ширина разрезов – 50 нм. После решетки молекулы попадали на поверхность второго кварцевого окна, где их возбуждал другой лазер (661 нм), направляемый на пластину под углом так, чтобы не засвечивать камеру. Флуоресценция фталоцианина снималась через объектив микроскопа и фильтр при помощи светочувствительной матрицы с электронным умножением (EMCCD), способной ловить единичные фотоны.

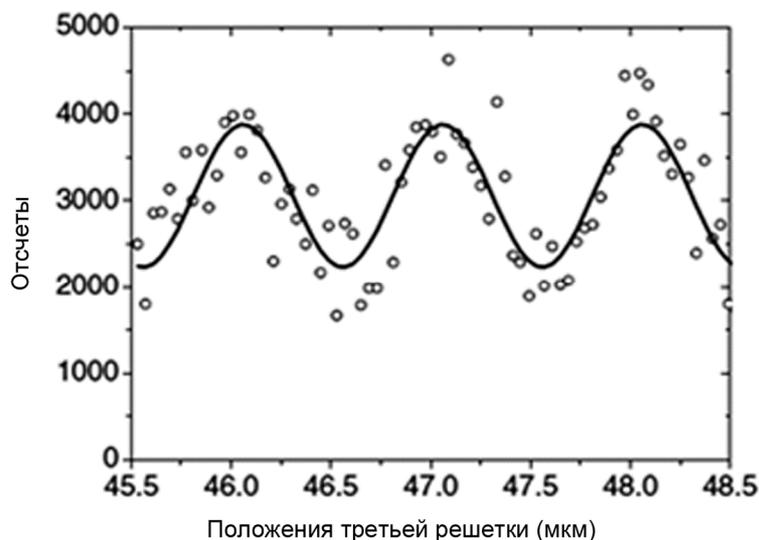


Рис. 4.18. Интерференция молекул $C_{60}F_{48}$

Таким изящным методом удалось получить последовательность кадров, из которых видно, как со временем (по мере выпуска все новых и новых молекул) на финальной пластине все ярче и ярче проступает интерференционная картина (рис. 4.19) [83, с. 299].

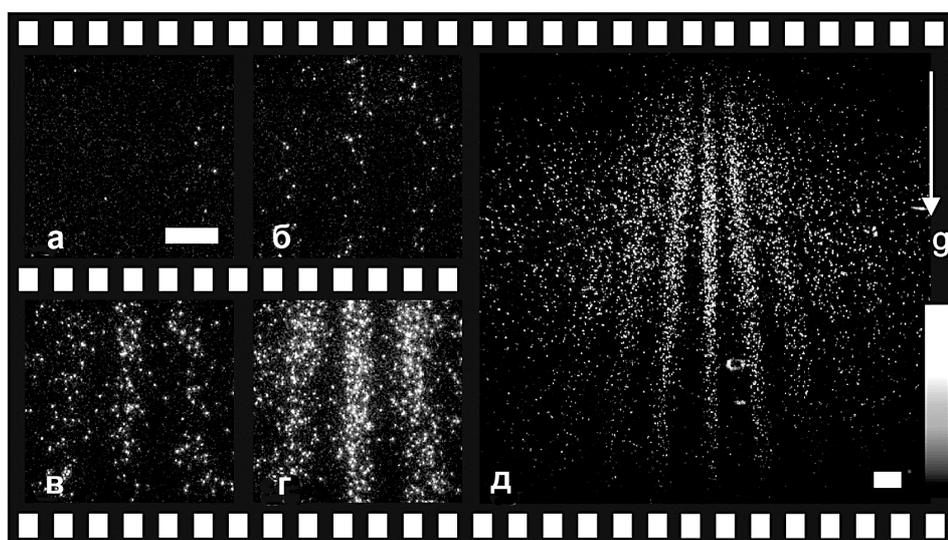


Рис. 4.19. Несколько кадров из фильма о дифракции молекул фталоцианина, сделанных в начале опыта (а), через две минуты (б), 20 мин (с), 40 мин (д), 90 мин (е) (г – направление силы тяжести). Масштабные линейки – 20 мкм. Шкала отражает число пойманных фотонов (от нуля до 650)

Благодаря дифракции на ультратонкой решетке случайно прибывающие на финиш массивные частицы проявляли свою волновую природу. Было продемонстрировано, что волновые свойства присущи каждой отдельной гигантской молекуле.

4.6. Дифракция атомов на световой волне

В 1933 г. в работе двух крупнейших физиков прошлого века П. Л. Капицы и П. А. Дирака была впервые высказана кажущаяся фантастической идея дифракции электронов на световой волне. Для создания дифракционной решетки из света Капица и Дирак предлагали использовать стоячую световую волну, образованную излучением ртутной лампы. Роль дифрагирующих частиц, по их замыслу, должны были играть электроны. Периодически расположенные в пространстве пучности и нули осциллирующего электрического поля и образуют «решетку» для рассеяния электронов.

Однако впервые эффект Капицы – Дирака был экспериментально продемонстрирован не для электронов, а для атомов в 1986 г. [84]. Это связано с тем, что свободные электроны чрезвычайно слабо взаимодействуют с оптическим излучением. Поэтому «оптическая дифракционная решетка» для них является практически прозрачной (тогда как рассеивающая сила, которая действует со стороны стоячей световой волны на атомы, может быть искусственно увеличена в миллиарды раз, если энергия кванта света близка к энергии внутриатомных переходов). В этих экспериментах коллимированный пучок атомов натрия взаимодействовал с плоской стоячей волной лазерного излучения, и измерялось распределение взаимодействовавших атомов по поперечному импульсу.

На рисунке 4.20 [84, с. 829] показана дифракционная картина, полученная в опыте с пучком атомов натрия и стоячей волной лазера.

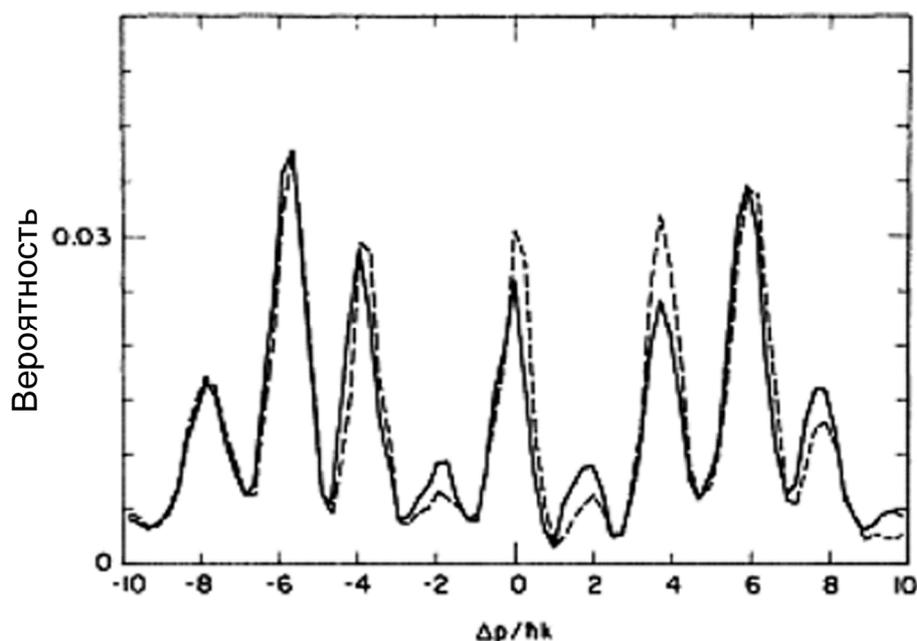


Рис. 4.20. Дифракционная картина рассеяния атомов натрия на стоячей электромагнитной волне: сплошная кривая – мощность лазера 6,4 мВт, частота 114 МГц, длительность импульса 71 нс; пунктирная кривая – 6,4 мВт, 114 МГц, 45 нс соответственно

В 2001 г. осуществлен опыт с дифракцией электронов на стоячей световой волне.

Таким образом, после выдающихся пионерских экспериментов по наблюдению волновых свойств низкоэнергетических электронов на монокристаллах Дэвиссоном и Джермером, а также и на поликристаллах Томсоном и Тартаковским, волновые свойства частиц были продемонстрированы и в экспериментах для быстрых электронов С. А. Воробьевым и др. Дифракционные явления наблюдались для нейтронов, для атомов водорода и гелия, для гигантских молекул фуллерена, для органических молекул и даже для электронов и атомов на стоячей электромагнитной волне.

ГЛАВА 5. РОЖДЕНИЕ ФОРМАЛИЗМА НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

5.1. Формализм Гейзенберга

В 1923 г. в Геттингенском университете ассистентом М. Борна был назначен В. Гейзенберг. Макс Борн считал, что кванты нужно принимать такими, как они есть; проблема заключалась не в том, как их объяснить, а в том, чтобы научиться пользоваться этим понятием, в том числе – в смысле измерений. В квантовом мире, по Борну, нет правил для измерения длин, нет часов для измерения временных интервалов и, следовательно, нечего и говорить о том, что измерено быть не может. Гейзенберг попытался реализовать эту радикальную методологию в своих расчетах в 1925 г.

Гейзенберг был сторонником «копенгагенской школы» Бора, и его первые работы были посвящены сочетанию принципа соответствия с новой феноменологической концепцией. По его мнению, при построении физической теории надо исключать все величины, которые недоступны физическому опыту и наблюдательной практике, а следует пользоваться только теми величинами, которые доступны наблюдению. В одной из статей 1925 г. [85] Гейзенберг писал [86, с. 86–87]:

«Лучше совсем отказаться от надежд на то, что ненаблюдаемые сегодня величины (например, координаты и период обращения электрона) станут наблюдаемыми; одновременно следует признать, что частичное согласие указанных выше квантовых правил с опытом носит более или менее случайный характер и потому имеет смысл попытка построить квантовую механику, аналогичную классической механике».

В классическом понимании атома имелись представления о траектории и скорости электронов, но их никто не наблюдал непосредственно. Из опытов известны лишь стационарные состояния атомов и энергии электронов в этих состояниях, косвенно наблюдаемые по излучению при переходах между энергетическими уровнями. Новая теория атома, по Гейзенбергу, и должна включать только эти величины. Понятия, связанные с опытом, нельзя выразить из-за дискретности их свойств через непрерывные математические функции и следует найти новый формализм. Идея Гейзенберга заключалась в том, чтобы «раздробить» квантовую величину и представить ее в виде бесконечной таблицы чисел. При поиске правил вычисления над такими таблицами Гейзенберг, используя принцип соответствия, показал, что такие действия над матрицами совпадают с вычислениями над матрицами, найденными ранее Эрмитом, но не получившие еще применения в физике.

Он исходил из ряда положений. В излучении атомов наблюдаются частота и интенсивность электромагнитного излучения. Частота определяется при переходе электрона с одного уровня энергии на другой, а интенсивность – числом испущенных фотонов. Следовательно, если подсчитать последовательность значений энергии E_1, E_2, E_3, \dots , а также вероятности переходов между ними, то можно получить информацию об излучении. Теория, таким образом, не должна содержать ничего другого. Частота и вероятность перехода должны содержать по два индекса, нумерующих начальное и конечное состояния. А поскольку уровней энергии и переходов много, то надо представить энергию не одним числом, а таблицей типа

$$a = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} & \dots \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}.$$

Каждый элемент таблицы должен быть связан с переходом между начальным и конечным состояниями. Для того чтобы описать отношения между величинами, надо научиться манипулировать с таблицами, например складывать их. Сложнее было выполнить их произведение, когда на пересечении строки i и столбца k следует ставить число

$$(ab)_{ik} = a_{i1}b_{1k} + a_{i2}b_{2k} + a_{i3}b_{3k} + \dots + a_{in}b_{nk} + \dots$$

Таким образом, $ab \neq ba$, то есть произведение двух таблиц некоммутативно. Из этого свойства Гейзенберг показал, что если частица массы m преодолевает расстояние x со скоростью v , то при введении таблиц, соответствующих этим величинам, необходимо положить

$$xv - vx = \frac{h}{2\pi im},$$

где h – постоянная Планка.

Именно из этого равенства он вывел впоследствии соотношение неопределенностей.

Пользуясь принципом соответствия, Гейзенберг вводит в вычисления постоянную Планка и отмечает, что в макроскопических явлениях из-за малости постоянной Планка произведение величин не зависит от порядка умножения.

Гейзенберг создал матричную форму квантовой механики из анализа экспериментальных исследований спектральных закономерностей и теории дисперсии. По классической теории дисперсии вещество состоит из осцилляторов, которые могут поляризоваться под действием электромагнитного излучения.

Для показателя преломления в области нормальной дисперсии получалось выражение

$$n^2 = 1 + \frac{e^2}{\pi m} \sum_i \frac{N_i}{v_i^2 - v^2},$$

где N_i – число осцилляторов в единице объема с соответствующей частотой.

Появление и развитие квантовых представлений инициировало новые подходы к процессам поглощения, рассеяния и дисперсии света на атомах. Используя принцип соответствия классическим осцилляторам – дисперсионным электронам – надо поставить в соответствие атом, обладающий набором осцилляторов с соответствующими частотами

$$v = \frac{E_m - E_n}{h}.$$

Числу же дисперсионных электронов N_i следует сопоставить величины, определяемые вероятностями переходов электрона между стационарными состояниями атома. Тогда формула для показателя преломления принимает вид

$$n^2 = 1 + \frac{c^3 N}{8\pi^3} \sum_i \frac{A_i^1}{v_i^2 (v_i^2 - v^2)}.$$

Здесь N – объемная плотность атомов; A_i^1 – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения при переходе с высшего уровня энергии на низший уровень 1 с излучением частоты v_i .

Еще в 1923 г. Гейзенберг сформулировал подход [5, с. 246], согласно которому:

«...модельные представления принципиально имеют только символический смысл, они являются классическими аналогами „дискретной“ квантовой теории.

<...>

Теория атомных явлений, по Гейзенбергу, должна ограничиваться установлением соотношений между величинами, которые непосредственно измеряются в экспериментальных исследованиях („наблюдаемые“ величинами, по терминологии Гейзенберга) – частотой излучения спектральных линий, их интенсивностью, поляризацией и т. п. „Ненаблюдаемые“ же величины, такие как координаты электрона, его скорость, траектория, по которой он движется и т. д., не должны использоваться в теории атома».

Позднее в работе «Физические принципы квантовой теории» (1930 г.) Гейзенберг писал [87, с. 80]:

«Для вывода математической схемы квантовой теории (это относится как к корпускулярному, так и к волновому представлению) мы имеем в распоряжении два источника: эмпирические факты и принцип соответствия. Боровский принцип соответствия в своей наиболее общей

формулировке гласит, что между квантовой теорией и соответствующей данной примененной картине классической теории существует качественная аналогия, которая может быть проведена до деталей. Эта аналогия не только дает указания для нахождения формальных законов, ее особенное значение заключается главным образом в том, что она одновременно дает и физическую интерпретацию найденных законов».

Одна из основных величин в классической физике – это координата $x(t)$, в квантовой механике ее смысл теряется. Координате системы с периодическим движением, по Гейзенбергу, следует сопоставить совокупность величин в виде ряда Фурье

$$x(t) = \sum_{\alpha=-\infty}^{+\infty} a_{\alpha} e^{i\omega\alpha t}.$$

В то же время атом в теории дисперсии – совокупность осцилляторов

$$q_{nm} = a_{nm} e^{i\omega(n,m)t},$$

где $\omega(n, m)$ – одна из возможных частот, излучаемых или поглощаемых частицей при переходе из состояния с энергией E_n в состояние с энергией E_m .

Амплитуда a_{nm} связана с вероятностью перехода, а квадрат ее модуля определяет интенсивность излучения соответствующей частоты. Таким образом, классической координате следует сопоставить совокупность величин q_{nm} . Такую же аналогию Гейзенберг предлагает и для других величин.

В 1925 г. М. Борн и П. Иордан придали идеям Гейзенберга более строгую математическую форму, показав, что сконструированные Гейзенбергом величины-аналоги являются матрицами [88]. Переход от классических выражений к квантовым заключается в замене классических величин на матрицы. Основные матрицы – это координата $q = q(n, m)e^{2\pi i\nu(n, m)t}$ и импульс $p = p(n, m)e^{2\pi i\nu(n, m)t}$.

Из этих матриц можно построить матрицы для других величин. Для гамильтониана, например, можно построить матрицу

$$H = \frac{p^2}{2m} + U(q).$$

Позже матричная квантовая механика была развита Борном и Иорданом с участием самого Гейзенберга [89]. Между матрицами справедливы соотношения, соответствующие уравнениям Гамильтона:

$$\dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad \dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q}.$$

Переход от классической теории к квантовой заключается в замене обычных величин и действий над ними матрицами и соответствующими действиями над ними.

Матрицы, изображающие физические величины, должны быть эрмитовыми. Борн и Иордан также получили перестановочные соотношения:

$$pq - qp = \frac{h}{2\pi i} I, \text{ где } I - \text{ единичная матрица.}$$

В последующих работах они вместе с Гейзенбергом развивают математический аппарат матричной механики, применяют его для решения некоторых задач.

Строгость и точность предложенного математического метода позволили получить стационарные состояния для атома водорода, линейного осциллятора и привели в воодушевление молодых «квантовых» физиков. Однако некоторые физики проявляли известный скепсис из-за абстрактности предложенного формализма, ставившего на место физических понятий математические символы, таблицы. Эйнштейн, например, полагал, что физика вместе с расчетными схемами должна использовать доступные образы в описании объектов и явлений природы. Увы, этого не могли продемонстрировать новые теоретические подходы.

Позже была показана глубокая связь матричного формализма Гейзенберга с другими теоретическими схемами.

П. Дирак после изучения теории Гейзенберга вместо матриц вводит линейные дифференциальные операторы. Классическим скобкам Пуассона Дирак ставит в соответствие квантовые скобки

$$[A, B] = \frac{2\pi i}{h} (AB - BA),$$

где A и B – операторы, соответствующие классическим величинам f_1 и f_2 , которые являются функциями канонических переменных. Если для функции f_2 взять функцию Гамильтона, зависящую от переменных q и p , то скобки Пуассона определяют изменение какой-либо величины $f(q, p, t)$ с течением времени

$$\frac{df}{dt} = \frac{df}{dt} + [H, f].$$

Используя квантовые скобки Пуассона, Дирак получил перестановочные соотношения

$$\begin{aligned} q_n q_m - q_m q_n &= 0, \\ p_n p_m - p_m p_n &= 0, \\ q_n p_m - p_m q_n &= \delta_{nm} \frac{ih}{2\pi} I. \end{aligned}$$

Таким образом, первый квантовый формализм для описания микрообъектов и микроявлений предложил В. Гейзенберг: теперь этот формализм называют «матричной квантовой механикой». Такая теоретическая схема «работала», но не отличалась большой наглядностью.

5.2. Формализм Шрёдингера

Другое теоретическое направление в описании объектов и явлений микромира началось с работ Луи де Бройля, в которых была выдвинута и обоснована гипотеза о наличии у микрочастиц волновых свойств.

Идеи де Бройля вначале не вызвали серьезного интереса со стороны большинства физиков-теоретиков.

Однако представления де Бройля о наличии у любой частицы присущих ей волновых свойств заинтересовали Э. Шрёдингера. В 1926 г., познакомившись с работами де Бройля, Шрёдингер проницательно выявил аналогию между математической схемой классической механики и аппаратом геометрической оптики [90; 91]. Шрёдингер писал:

«Я собираюсь показать на простейшем примере нерелятивистского свободного атома водорода, что обычные правила квантования могут быть заменены другими положениями, в которых уже не вводится каких-либо „целых чисел“. Целочисленность получается при этом единственным образом сама по себе подобно тому, как сама по себе получается целочисленность числа узлов при рассмотрении колеблющейся струны. Это новое представление может быть обобщено, и я думаю, что оно тесно связано с истинной природой квантования» [92, с. 9].

Шрёдингер исходил из уравнения Гамильтона – Якоби:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + H(q_i, p_i) = 0.$$

Он заменил функцию действия S выражением $S = kln\psi$, $k = h/2\pi$. Затем, рассматривая вариационную задачу, Шрёдингер получает для атома водорода уравнение

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0.$$

Оказалось, что для $E < 0$ уравнение имеет конечные, непрерывные и равные нулю на бесконечности решения только при определенных значениях

$$E_n = -\frac{2p^2 m e^4}{(hn)^2},$$

где n – любое целое число.

Получается выражение, известное ранее из боровской полуклассической модели атома, хорошо согласующееся с опытными спектроскопическими данными.

Для консервативной системы действие можно выразить следующим образом:

$$S(q_i, t) = S_0(q_i) - Et.$$

После подстановки такой функции в уравнение Гамильтона – Якоби получится

$$H\left(q_i, \frac{\partial S}{\partial q_i}\right) = E.$$

Используя явное выражение для гамильтониана

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + U,$$

можно получить

$$\sum_i \left(\frac{\partial S}{\partial q_i}\right)^2 = 2m(E - U) \quad \text{или} \quad |\text{grad } S_0| = \sqrt{2m(E - U)}.$$

Общий подход в оптико-механической аналогии у Шрёдингера был следующий:

«Внутренняя связь между теорией Гамильтона и волновыми процессами давно известна. Эта связь была ясна уже самому Гамильтону, она даже лежала в основе его теоретической механики, которую он строил, исходя из оптики неоднородных сред. Вариационный принцип Гамильтона может рассматриваться как принцип Ферма для распространения волн в конфигурационном пространстве (q -пространстве); при этом у. Г. (у. Г. – уравнение Гамильтона. – Д. П.) выражает здесь принцип Гюйгенса для данных волн. В большинстве современных изложений эти глубокие идеи Гамильтона теряют, к сожалению, свой яркий наглядный вид и сводятся к значительно более бесцветным аналитическим соотношениям» [93, с. 21].

Уравнение

$$S(q_i, t) = S_0(q_i) - Et = \text{const}$$

можно рассматривать как уравнение, описывающее семейство поверхностей в конфигурационном пространстве q_i , так, что каждому моменту времени соответствует определенная поверхность $S_0(q_i) = Et$. Для каждой поверхности в каждой ее точке можно построить нормаль и по определению градиента

$$\frac{\partial S}{\partial n} = |\text{grad } S_0| = \sqrt{2m(E - U)}.$$

Скорость распространения поверхности

$$u = \frac{dn}{dt} = \frac{E}{\sqrt{2m(E - U)}}.$$

Получается картина, аналогичная картине распространения волн: поведение $S(q, t)$ соответствует поведению фазы, а скорость распространения поверхности равного действия соответствует фазовой скорости. Аналогия эта, однако, не полна: она ограничивается лишь геометрической оптикой.

Шрёдингер заключает, что механические процессы следует понимать как волновые процессы, характеризуемые некоторой волновой функцией. Тогда представление о материальной точке в определенном месте пространства является приближенным и соответствует привычному классическому описанию лишь для объектов макромира. Это аналогично представлениям о световом луче, полезном при рассмотрении определенных явлений в оптике, но теряющем смысл при рассмотрении волновых явлений – дифракции, интерференции.

Волновая функция ψ должна удовлетворять уравнению

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0.$$

Тогда, принимая для волновой функции

$$\psi = \psi(q_i) e^{2\pi i \nu t},$$

после подстановки в волновое уравнение получается

$$\nabla^2 \psi + \frac{4\pi^2 \nu}{u^2} \psi = 0.$$

Принимая, что $\nu = E/h$, $u = \frac{E}{\sqrt{2m(E-U)}}$, волновое уравнение примет вид

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \psi = 0.$$

Так было получено волновое уравнение Шрёдингера в общем виде. Основываясь на гипотезе де Бройля и оптико-механической аналогии, Шрёдингер предложил дифференциальное уравнение, напоминающее волновое. В течение года он подготовил и опубликовал семь работ, которые содержали весь аппарат волновой механики. Это уравнение, полученное преобразованием классических уравнений в представлении Гамильтона, включало мнимые числа. Классические уравнения распространения волн содержат лишь вещественные числа, вещественные функции иногда заменяются комплексными, но это обусловлено лишь расчетными схемами. Иначе, в классической физике волны соответствуют колебаниям реально существующей среды, например, упругой среды для механических колебаний. Волну же в волновой механике нельзя рассматривать как физическую реальность в классическом понимании. Согласно де Бройлю, это «фиктивная волна» или, по Эйнштейну, «волна-призрак». Если воспринимать подход де Бройля буквально, то атом представляется как нечто вроде чувствительной мембраны, простирающейся до бесконечности и пульсирующей в ритме частот Бора. В то время как для де Бройля частица существовала на лоне волны – «волна с горбом», то у Шрёдингера частица исчезла совсем, вселенная населена волнами. В последующие годы развернулась дискуссия о смысле волнового уравнения и волновой функции.

Шредингер исходил из классических уравнений, релятивистские представления не учитывались. Это сделал позже, в 1928 г., П. Дирак. С помощью своей теории Шредингер получил все известные результаты Бора и де Бройля, он определил энергетические уровни и спектральные термы. При анализе задачи для линейного осциллятора Шредингер показал, что энергия квантуется с использованием полуцелых чисел. Это был принципиальный шаг вперед по сравнению с полуклассической моделью Бора.

Правда, матричная теория Гейзенберга приводила к тем же результатам. Исходя из мысли о том, что это совпадение не случайно, Э. Шредингер в 1926 г. смог доказать эквивалентность этих двух весьма непохожих формализмов. Сейчас такую связь формализмов можно найти в любом пособии по квантовой механике. В целом формализм Шредингера в терминах дифференциальных уравнений оказался значительно яснее и понятнее большинству физиков, чем матричная формулировка Гейзенберга.

В иллюстративных целях «быстрого конструирования» уравнения Шредингера можно использовать, например, следующий прием [94, с. 57].

Частице с импульсом p в одномерном случае соответствует волна

$$\psi(x, t) = e^{\left[\frac{i}{\hbar}(px - Et) \right]} = e^{[i(kx - \omega t)]}.$$

Отметим сначала, что $E = p^2/2m$ или $\hbar\omega = \hbar^2 k^2/2m$. Дифференцируя один раз по времени $\psi(x, t)$ и дважды по x , получим:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\omega\psi, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -k^2\psi.$$

Умножая первое выражение на $i\hbar$, а второе – на $(-\hbar^2/2m)$, получим

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hbar\omega\psi, \quad -\frac{\hbar}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \psi = \hbar\omega\psi.$$

Таким образом, получим нестационарное временное уравнение Шредингера для этого простейшего случая:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}.$$

В то же время, в иллюстративных целях можно исходить из общей формы волнового уравнения

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$$

для некоторой функции частицы со скоростью v , участвующей в волновом процессе. Присоединяя выражение для дебройлевской длины волны частицы $\lambda = 2\pi\hbar^2/mv$, выбирая простейшее решение $\psi = C \exp(i\vec{k}\vec{r} - \omega t)$ и дифференцируя по времени, получим

$$\psi = -\frac{1}{i\omega} \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\omega^2 \psi.$$

Выражая из формулы де Бройля

$$\omega = \frac{mv^2}{\hbar},$$

окончательно получим стационарное уравнение Шрёдингера для свободной частицы:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi.$$

Таким образом, решающим моментом в создании формализма Шрёдингера, основанного на дифференциальных уравнениях, явилась гипотеза де Бройля о наличии у микрочастиц волновых свойств. Используя эту гипотезу и известные из классической физики представления об оптико-геометрической аналогии, Шрёдингер смог построить квантовый формализм для описания объектов и явлений микромира.

5.3. Связь формализмов Гейзенберга и Шрёдингера

Шрёдингер рассмотрел в 1926 г. проблему связи своей теории с теорией Гейзенберга, Борна и Иордана [95]. Он писал:

«Ниже будет выявлена весьма тесная внутренняя взаимосвязь гейзенберговской квантовой механики и моей волновой механики. С формально-математической точки зрения ее, пожалуй, следует рассматривать, как тождество обеих теорий...

Гейзенберговская теория связывает решение задачи квантовой механики с решением системы бесконечного числа алгебраических уравнений, в которых неизвестные – бесконечные матрицы – соответствуют классическим координатам и импульсам механических систем и функциям от них, подчиняясь специфическим вычислительным правилам. (Соответствие такое: одной координате, одному импульсу или одной функции от них всегда соответствует по одной бесконечной матрице)» [96, с. 57].

Итак, в работе «Об отношении квантовой механики Гейзенберга – Борна – Иордана к моей», написанной в марте 1926 г., Шрёдингер установил такую связь, развил и уточнил эти представления в последующих работах. Шрёдингер показал, что, несмотря на различие исходных посылок, эти два формализма математически эквивалентны. Ключевым понятием для установления связи является понятие оператора: физической величине сопоставляется оператор.

Пусть имеется полная ортогональная система волновых функций $\psi_1(q)$, $\psi_2(q)$, $\psi_3(q)$, ..., являющихся решением волнового уравнения для какой-либо системы. Пусть также каждой из функций соответствует собственное значение, определяемое параметром, которым является энергия системы, то есть E_1 , E_2 , E_3 , ...

С помощью оператора \hat{F} введем матрицу

$$F_{kl} = \int \psi_k(q) [\hat{F} \psi_l^*(q)] dq,$$

где $\hat{F} \psi_l^*(q)$ – полученная в результате действия оператора функция координат.

Для оператора координаты как оператора умножения получается матрица с элементами $q_{kl} = \int \psi_k(q) q \psi_l(q) dq$. Для определения оператора импульса используется перестановочное соотношение. Рассматривается оператор

$$\hat{L} = \frac{h}{2\pi i} q \frac{\partial}{\partial q} - \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q} q.$$

Как видно, действие этого оператора на функцию, стоящую справа от него, сводится к умножению этой функции на множитель $(-h/2\pi i)$. Тогда элементы матрицы, соответствующей оператору \hat{L} , будут равны

$$L_{kl} = \int \psi_k(q) \hat{L} \psi_l^*(q) dq = \frac{h}{2\pi i} \int \psi_k(q) \psi_l^*(q) dq = \begin{cases} \frac{h}{2\pi i} & \text{при } k = l \\ 0 & \text{при } k \neq l \end{cases}.$$

Но элементы матрицы $pq - qp = \frac{h}{2\pi i} I$, выражающей перестановочное соотношение, равны тем же величинам, взятым с обратным знаком. Таким образом, оператор импульса должен иметь вид

$$\hat{p} = \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q}.$$

Элементы соответствующей матрицы тогда будут иметь вид

$$p_{kl} = -\frac{h}{2\pi i} \int \psi_k(q) \frac{\partial}{\partial q} \psi_l^*(q) dq.$$

Тогда оператор Гамильтона приобретет вид

$$H = \frac{1}{2m} \hat{p}^2 + U(q) = \frac{1}{2m} \left(\frac{h}{2\pi i} \right)^2 \sum_i \left(\frac{\partial}{\partial q_i} \right)^2 + U(q).$$

Уравнение Шрёдингера можно записать в виде

$$\hat{H} \psi = E \psi,$$

и для элементов матрицы получается

$$E_{kl} = \int \psi_k(q) \hat{H} \psi_l^*(q) dq = \begin{cases} E_{kl} & \text{при } k = l \\ 0 & \text{при } k \neq l \end{cases}.$$

Шрёдингер показал, что все матрицы, образованные с помощью собственных функций $\psi_1(q), \psi_2(q), \psi_3(q), \dots$, являющиеся решениями волнового уравнения и соответствующие определенным операторам, представляют собой матрицы Гейзенберга. У Гейзенберга, однако, имелся множитель $e^{i\omega_{kl}t}$,

где
$$\omega_{kl} = \frac{2\pi(E_k - E_l)}{h}.$$

В теории Шрёдингера волновая функция стационарного состояния выражается с участием такого же множителя

$$\psi_k(q, t) = \psi_k(q) e^{\frac{2\pi i E_k t}{h}},$$

и, следовательно, при использовании такой функции получится матрица, имеющая, как и у Гейзенберга, такой множитель. Такие матрицы уже полностью совпадают с матрицами Гейзенберга. Таким образом, с математической точки зрения матричный формализм Гейзенберга и формализм Шрёдингера в терминах дифференциальных уравнений и операторов эквивалентны. Шрёдингер писал [96, с. 70]:

«Если обе квантовые теории (а я вполне мог бы употребить здесь и единственное число) в том виде, как они сформулированы к настоящему времени, оказываются надежно установленными, т. е. допускающими правильное обобщение также и на сложные системы, то всякий спор по поводу преимущества одной из них в некотором смысле является беспредметным. С чисто математической точки зрения они совершенно эквивалентны, так что спорить здесь можно только по поводу второстепенного с принципиальной точки зрения вопроса о вычислительных удобствах».

Интенсивность спектральной линии определенной частоты у Гейзенберга описывалась, например, для атома водорода амплитудой матричного элемента электрического момента электрона. Шрёдингер интерпретировал это следующим образом. Электрон – это заряд, размазанный в пространстве. Плотность заряда определяется как $[\psi]^2$. Атом водорода – это ядро, окруженное облаком отрицательного заряда. В стационарном состоянии плотность заряда не зависит от времени и сохраняется. При изменении плотности заряда атом излучает.

Если записать волновую функцию электрона в атоме водорода в виде

$$\psi = \sum_k c_k \psi_k(q) e^{\frac{2\pi i E_k t}{h}},$$

то плотность заряда

$$\psi\psi^* = \sum_{k'} c_k c_{k'}^* \psi_k(q) \psi_{k'}^*(q) e^{\frac{2\pi i (E_k - E_{k'}^*) t}{h}}$$

осциллирует с частотами

$$\nu_{kk'} = \frac{2\pi}{h} (E_k - E_{k'}^*).$$

Эти частоты совпадают с боровскими частотами. Шрёдингер показал также, что если атом испускает излучение частоты

$$\nu_{ks} = \frac{E_k - E_s}{h},$$

то амплитуда определяется величиной

$$2e|c_k||c_s| \int \psi_k x \psi_s d\tau,$$

пропорциональной соответствующей матрице Гейзенберга.

Интерпретация Шрёдингера более наглядна, чем формализм Гейзенберга. Однако возникали трудности: чтобы атом излучал, он должен находиться сразу в двух состояниях, а не в одном возбужденном; такое толкование было возможно для простого атома водорода и не могло быть использовано для многоэлектронных систем.

Занимаясь проблемой излучения атома, Шрёдингер обобщил волновое уравнение на случай, когда волновая функция зависит от времени. Для решения более общей задачи, например задачи об атоме водорода в переменном электромагнитном поле, он снова использовал аналогию с оптикой.

Уравнению

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{h} (E - U) \psi = 0$$

в оптике соответствует уравнение

$$\Delta \varphi_0 + \frac{\omega^2}{u^2} \varphi_0 = 0.$$

Полное волновое уравнение надо поставить в соответствие полному уравнению в оптике

$$\Delta \varphi + \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0.$$

Скорость распространения волн де Бройля равна

$$u = \frac{E}{\sqrt{2m(E - U)}},$$

поэтому

$$\Delta \psi + \frac{2m(E - U)}{E^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0.$$

Поскольку в волновой механике оперировали частотой, а не энергией, Шрёдингер дифференцирует по времени волновую функцию:

$$\begin{aligned} \psi(q, t) &= \psi(q) e^{\frac{2\pi i E t}{h}}, \\ \frac{\partial \psi(q, t)}{\partial t} &= \psi(q) \frac{2\pi i}{h} E \psi(q) \end{aligned}$$

и, исключая энергию, получает полное волновое уравнение:

$$\Delta \psi(q, t) - \frac{8\pi^2 m U}{h^2} \psi(q, t) - i \frac{4\pi m}{h} \frac{\partial \psi(q, t)}{\partial t} = 0.$$

Решение этого уравнения ищется в следующем виде:

$$\psi(q, t) = \psi(q) e^{\frac{2\pi i E_k}{h} t} + W_k(q, t).$$

При известной волновой функции в отсутствие возмущения Шрёдингер нашел значение проекции электрического момента на координатную ось и получил выражение для показателя преломления, аналогичное тому, которое было ранее получено в рамках модели атома Бора. По Шрёдингеру, $\psi\psi^*$ испытывает периодические возмущения с частотой излучения, то есть плотность электрического заряда также осциллирует с этой частотой. Теория Бора пользовалась большей популярностью, так как она была более наглядна физически. Тем не менее об интерпретации ее формализма началась многолетняя дискуссия, которая в определенном смысле не прекратилась и в настоящее время.

«Открытие волн материи де Бройлем, матричной механики Гейзенбергом и общее волново-механическое дифференциальное уравнение Шрёдингера, позволившее установить связь между этими двумя воззрениями, произвели последний, решающий поворот в квантовой теории. Принцип неопределенности Гейзенберга и примыкающие к нему принципиальные пояснения Бора завершили предварительное построение основ теории», – писал в 1933 г. В. Паули [97, с. 7].

Таким образом, Шрёдингер, используя представления об операторах физических величин, наглядно показал эквивалентность формализма Гейзенберга, основанного на матричном исчислении, и своего формализма, базирующегося на аппарате дифференциальных уравнений.

5.4. Общий формализм квантовой механики.

Бра- и кет-векторы

Разработка общего формализма квантовой теории была осуществлена Дираком в опубликованной впервые в 1930 г. книге «Принципы квантовой механики» [98]. Такой способ изложения квантовой механики является наиболее элегантным и во многих отношениях наиболее удовлетворительным. Следует, однако, отметить, что в этом наиболее общем формализме сущность физических явлений может оказаться скрытой за математическим аппаратом, имеющим достаточно абстрактный характер. Волновая механика в формализме Шрёдингера, основанная на более привычном описании посредством дифференциальных уравнений, подходит лучше, во всяком случае, при первом изучении квантовой механики.

Общее описание квантовой системы требует указания пространства состояний, пространства наблюдаемых величин и их спаривания, то есть процесса измерения [99]. Пространство состояний отождествляется с сепарабельным комплексным гильбертовым пространством \mathcal{H} . Наблюдаемые величины – это объекты вторичные и отождествляется с самосопряженными

ми операторами, действующими на гильбертовом пространстве. Спаривание задается ожидаемыми значениями наблюдаемых величин на элементах гильбертова пространства.

Дирак отмечал [100, с. 28]:

«Процесс суперпозиции есть нечто вроде процесса сложения; это означает, что состояния можно как-то складывать, получая новые состояния. Поэтому состояния должны быть связаны с такими математическими величинами, которые можно складывать между собой, получая математические величины того же рода. Наиболее простыми и известными из таких величин являются векторы. Обычное представление о векторах в пространстве с конечным числом измерений не является достаточно общим для большинства систем в квантовой механике. Мы должны обобщить это понятие и перейти к векторам в пространстве бесконечного числа измерений.

<...>

Удобно иметь специальное обозначение для векторов, которые сопоставляются состояниям системы в квантовой механике независимо от того, будут ли это векторы в пространстве с конечным или бесконечным числом измерений. Мы будем называть их *кет-векторами* или просто *кет* и в общем случае обозначать символом $| \rangle$ ».

Соответствие волновой функции квантового состояния A в формализме Шрёдингера $\psi_A(x)$ и кет-вектора состояния в подходе Дирака следующее: $\psi_A(x) = \langle x | A \rangle$, здесь x – совокупность координат частицы.

Совокупность всех возможных кет-векторов образует абстрактное комплексное векторное пространство бесконечного числа измерений, которое называется гильбертовым пространством. Элемент гильбертова пространства обозначается кет-вектором.

Для данного пространства может быть построено сопряженное пространство \mathcal{H}^* всех ограниченных линейных функционалов. Элементами этого пространства являются бра-векторы. Данные пространства изоморфны, поэтому можно определить операцию эрмитова сопряжения $| A^+ \rangle$.

Над кет-векторами можно производить линейные операции, например, операции умножения на комплексную постоянную и сложения

$$C_1 | A \rangle + C_2 | B \rangle = | R \rangle.$$

Бра-векторы определяются лишь условием, что их скалярное произведение с исходным кет-вектором дает заданное число, и это является достаточным для математического построения таких векторов. Каждому кет-вектору ставится в соответствие бра-вектор из сопряженного пространства. *Бра-вектор* обозначается символом $\langle |$. Векторы кет и бра связаны между собой следующим образом: $\langle B | = | B \rangle^+$. Скалярное произведение бра-вектора $\langle B |$ и кет-вектора $| A \rangle$ записывается в виде $\langle B | A \rangle$. Это произведе-

ние является числом. Полное скобочное выражение означает число, а неполное скобочное выражение означает бра-вектор или кет-вектор в зависимости от того, содержит ли выражение первую или вторую часть скобок. Бра-вектор определен полностью, если задано его скалярное произведение с любым кет-вектором. В данном пространстве можно ввести полный ортонормированный базис с нормой $\langle A|A\rangle = 1$.

Если кет-вектор $|F\rangle$ является функцией кет-вектора $|A\rangle$ и если эта функция линейна, то переход от $|A\rangle$ к $|F\rangle$ можно рассматривать как действие линейного оператора α , то есть $|F\rangle = \alpha|A\rangle$. Линейный оператор полностью определен, если известен результат его действия на любой кет-вектор. Линейные операторы можно складывать

$$(\alpha + \beta)|A\rangle = \alpha|A\rangle + \beta|A\rangle$$

и перемножать

$$(\alpha\beta)|A\rangle = \alpha(\beta|A\rangle).$$

Эрмитовы операторы $\alpha = \alpha^\dagger$ действуют на кет-вектор справа, а на бра-вектор слева. Действие оператора α на бра-вектор $\langle B|$ обозначается как $\langle B|\alpha$. Например, если $|B\rangle = \alpha|A\rangle$, то $\langle B| = (\alpha|A\rangle)^\dagger = \langle A|\alpha^\dagger = \langle A|\alpha$, для эрмитова оператора. Среднее значение физической величины α , изображаемой оператором $\hat{\alpha}$, будет отображаться как $\langle A|\alpha|A\rangle$, матричный элемент перехода между состояниями обозначается как $\langle B|\alpha|A\rangle$.

Бра-вектор, полученный от действия оператора α на $\langle B|$, удобно обозначать $\langle B|\alpha$, и в этих обозначениях уравнение, определяющее $\langle B|\alpha$, имеет вид $(\langle B|\alpha)|A\rangle = \langle B|(\alpha|A\rangle)$, где $|A\rangle$ – любой кет-вектор.

Таким образом, в обозначениях Дирака имеется полная алгебраическая схема, в которой имеются кет-векторы, бра-векторы и операторы. В физическом смысле направления бра- и кет-вектора соответствуют состояниям физической системы в определенный момент времени. Линейным векторам соответствуют динамические переменные в тот же момент времени, то есть соответствующие координаты, проекции импульса или углового момента, а также и функции от этих величин.

Кет-вектор, сопряженный бра-вектору $\langle P|\alpha$, зависит антилинейно от $\langle P|$, следовательно, зависит линейно от $|P\rangle$, его можно рассматривать как результат действия некоторого линейного оператора на $|P\rangle$. Такой оператор называется сопряженным оператору α и обозначается как α^* . Тогда кет-вектором, сопряженным $\langle P|\alpha$, будет вектор $\alpha^*|P\rangle$. Оператор, сопряженный сопряженному оператору, будет исходный оператор. Самосопряженным оператором называется оператор, который совпадает с сопряженным к нему.

Обобщение математического аппарата квантовой механики методами абстрактной алгебры произвели Иордан, фон Нейман и Вигнер в серии статей [101–104].

Алгебраический подход основан на классе неассоциативных гиперкомплексных алгебр Иордана (1932 г.) [105], которые были использованы для аксиоматизации основ квантовой механики.

Подход также основан на идее Иордана, имеющей целью избежать введения в квантовую теорию понятий, не допускающих непосредственного физического истолкования. Наблюдаемые величины в квантовой механике в обычной теории соответствуют эрмитовым матрицам в гильбертовом пространстве и поэтому необходимо иметь аксиоматическое построение систем гиперкомплексных чисел, аналогичных эрмитовым матрицам, а не всем матрицам гильбертова пространства.

ГЛАВА 6. РОЖДЕНИЕ КВАНТОВОЙ МЕТОДОЛОГИИ. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОГО ФОРМАЛИЗМА

Минимальный набор принципов квантовой механики таков:

- принцип дополнительности – получение информации об одной измеряемой величине сопровождается потерей информации о другой величине, канонически сопряженной с первой и дополнительной к первой;
- принцип неопределенности – система не может находиться в состояниях, в которых координаты частицы и ее импульс или скорость принимают вполне точно измеримые значения, существует предел точности одновременного измерения двух сопряженных физических величин, количественно формализованный соотношениями неопределенностей;
- принцип дискретности – физические величины могут принимать не только непрерывно изменяющиеся значения, но и дискретно изменяющиеся;
- принцип причинности – задание волновой функции в начальный момент времени предопределяет ее значение для всех последующих моментов времени.

Сразу же с появлением полуклассических, а затем и квантовых представлений об объектах и явлениях микромира развернулась полемика, касающаяся интерпретации объектов и явлений квантовой механики в сравнении с объектами и явлениями классической физики. Особое место в истории квантовой механики занимает дискуссия между Нильсом Бором и Альбертом Эйнштейном об интерпретации формализма квантовой механики. Эти обсуждения основ квантовой механики между великими физиками и их сторонниками продолжались в течение тридцати лет: с 1926 г. вплоть до смерти А. Эйнштейна в 1955 г.

Математический аппарат квантовой механики был создан очень быстро. В течение 1926 г. Шрёдингер опубликовал семь статей, в которых был изложен формализм квантовой механики. Созданный математический аппарат успешно был апробирован на таких объектах, как атом водорода, осциллятор, ротатор. Тем не менее физическая интерпретация созданной теории испытывала большие затруднения.

Матричный формализм Гейзенберга вообще отказывался от использования какой-либо физической иллюстрации. Дискуссия же об интерпретации формализма Шрёдингера затянулась на долгие годы, и в известной степени эта дискуссия не закончена и в настоящее время.

Изначально возникло два направления в интерпретации квантовой механики. Одно из них сосредоточилось на возможностях представить реально существующими и частицы, и волны. К этому направлению относятся представления де Бройля о двойном решении, или, по образному определению де Бройля, волны с горбом. Одно из решений, по де Бройлю, соответствует подвижной сингулярности и представляет собственно частицу. Второе решение определяет обычную волновую функцию с соответствующим статистическим смыслом. Де Бройль из-за математических трудностей отказался от попытки найти такое двойное решение и представить наглядное непротиворечивое физическое толкование корпускулярно-волнового дуализма. Таким образом, представления де Бройля о том, что волны материи реальны и не противоречат понятию частиц как особой сингулярности волны или представлениям о частице, движение которой управляется волной, не получили дальнейшего развития.

Представители второго направления, так называемой копенгагенской школы Бора, не рассматривали физическую реальность дебройлевской волны, а интерпретировали волновую функцию в статистическом смысле. Основателями этого направления явились Нильс Бор, Макс Борн и Вернер Карл Гейзенберг. Познакомившись с теорией Шрёдингера, Гейзенберг решил, что в новую теорию все же надо вложить какую-либо физическую наглядность. В 1927 г. в работе «О наглядном содержании квантотеоретической кинематики и механики» [106], анализируя проблему измерения, Гейзенберг приходит к принципиальному заключению о невозможности одновременного точного измерения двух канонически сопряженных физических величин и формулирует соотношение неопределенностей для координат и сопряженных им проекций импульса частицы.

6.1. Корпускулярно-волновой дуализм.

Дискуссия о световых квантах

В 1905 г. в работе «Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света» [38] Эйнштейн предположил, что свет состоит из независимых частиц энергии. Развивая гипотезу Планка, Эйнштейн утверждал, что кванты энергии имеют место не только в процессах поглощения и испускания электромагнитного излучения, – электромагнитное излучение вообще состоит из таких частиц-квантов. В определенном смысле это было развитие взглядов Ньютона, высказывавшего гипотезу о корпускулярной природе света, но, разумеется, на новом научном уровне. Эта точка зрения получила свое подтверждение при объяснении закономерностей фотоэффекта. В 1916 г. Р. Милликен в статье, посвященной экспериментальным исследованиям фотоэффекта и полному подтверждению фотоэлектрического уравнения Эйнштейна, отметил «удивительную ситуацию, состоящую в том, что эти факты были правильно и точно предсказаны... с помощью той квантовой теории, которая ныне отвергается почти всеми» [Цит. по: 107, с. 121].

Вообще программой Эйнштейна являлось создание такой теории, которая бы включала как кванты и их проявление в соответствующих экспериментах, так и дифракционные и интерференционные эффекты в традиционных волновых опытах. Эта программа не была поддержана выдающимися физиками того времени. Эйнштейн пытался предложить такой эксперимент, который бы смог разграничить волновую и квантовую теорию излучения. В декабре 1921 г. он представил доклад в Берлинскую академию наук, предложив в нем эксперимент, касающийся элементарного процесса испускания света. Рассматривался вопрос: является ли монохроматическим свет, испускаемый движущимся атомом в единичном элементарном процессе. Согласно волновой теории, частота должна изменяться в соответствии с эффектом Доплера, а по квантовым представлениям частота должна оставаться постоянной, определяемой лишь разностью уровней энергии. В эксперименте, по Эйнштейну, должны были наблюдаться и волновые, и квантовые свойства света. Через несколько недель в письме к П. Эренфесту Эйнштейн сообщил об отрицательном результате эксперимента, проведенного Г. Гейгером и В. Боте в Берлине: регистрируемый свет удовлетворял квантовым представлениям, предсказания волновой теории не были обнаружены. Еще через несколько недель Эйнштейн в письме к Эренфесту написал, что обнаружил ошибку в своих расчетах. Эйнштейну пришлось признать, что отрицательный результат Гейгера и Боте не позволяет сделать вывод о волновой или квантовой природе испускаемого света.

Бор и его сторонники пытались преодолеть парадокс, состоявший в том, что в одних условиях свет имеет волновую природу, а в других – корпускулярную, квантовую. В статье, написанной в 1924 г. Н. Бором, Д. Слэтером и Х. Крамерсом, авторы предлагали отказаться от выполнения законов сохранения, соглашаясь признавать их лишь статистически, в среднем. Этой радикальной мерой они хотели избавить физику от световых квантов как частиц света. Работа Бора, Слэтера и Крамерса была попыткой сохранить некоторые существенные черты волновой природы света перед фактом явной необходимости в эйнштейновских световых квантах.

Некоторые физики полагали, что кванты света проявляются в актах испускания и поглощения света, в то время как свободное распространение света должно подчиняться волновой теории. Такое разделение стало невозможным после того, как А. Комптон наблюдал эффект уменьшения длины волны рентгеновского излучения при его рассеянии на квазисвободных электронах. Комптон и П. Дебай независимо получили уравнения для комптоновского рассеяния, основываясь на том фундаментальном предположении, что рентгеновские лучи представляют собой частицы, обладающие и энергией, и импульсом. Применяв законы сохранения энергии и импульса для элементарного процесса рассеяния одной частицы – кванта на другой частице – электроны, они получили теоретические значения разности длин падающего и рассеянного рентгеновского излучения, хорошо согласующиеся с наблюдениями.

Несмотря на это, некоторые физики, главной фигурой из которых был Бор, все еще «не верили» в реальность световых квантов. В статье о формальной природе квантовой теории, опубликованной весной 1923 г., Бор подчеркивал, что гипотезу световых квантов следует рассматривать как исключительно формальную. Гипотеза квантов света, по Бору, будучи успешно примененной к фотоэффекту, не могла претендовать на полноту вследствие невозможности быть примененной к явлениям интерференции. Бор считал, что квантовая теория атомных процессов в обсуждаемом контексте должна быть некоторым обобщением классической электродинамики: основополагающим принципом для Бора был принцип соответствия. Одно из предположений Бора состояло в том, что рассеяние рентгеновского излучения на электронах не обязательно должно коррелировать с отдачей электрона, так что результаты имеют статистический характер для серии измерений. Боте и Гейгер в сложных экспериментах провели проверку этого предположения. Они регистрировали посредством двух счетчиков электроны отдачи, а также рассеянные рентгеновские кванты по ионизации. При этом обнаружилось полное совпадение в моментах отклонений. Таким образом, им удалось установить, что между электронами отдачи и процессами рассеяния существует не просто статистическая связь, но и связь непосредственная, индивидуальная, когда каждый электрон отдачи выбрасывается при рассеянии одного рентгеновского кванта. Почти одновременно сам Комптон в сотрудничестве с А. Симоном провел такие же опыты. Эти опыты показали, что в каждом отдельном случае между направлением движения электрона отдачи и направлением рассеяния кванта имеется соотношение, определяемое законом сохранения импульса. После нескольких месяцев напряженной экспериментальной работы Боте и Гейгер опубликовали результаты своих исследований: число совпадений между комптоновскими электронами отдачи и рассеянными рентгеновскими лучами на порядок превышало число чисто случайных совпадений, предсказывавшихся теорией Бора – Слэтера – Крамерса:

«Описанные эксперименты не совместимы с боровской интерпретацией комптон-эффекта... Следовательно, приходится признать, что концепция световых квантов обладает большей реальностью, чем это предполагается этой теорией.

<...>

Данные результаты не представляются совместимыми с точкой зрения о статистическом порождении электронов отдачи и фотоэлектронов, выдвинутой Бором, Крамерсом и Слэтером. С другой стороны, они служат непосредственной поддержкой точки зрения, согласно которой энергия и импульс сохраняются в процессах взаимодействия между излучением и отдельными электронами», – писали Комптон и Симон [Цит. по: 107, с. 150].

В 1927 г. Г. Вентцель развил теорию комптон-эффекта, учитывая, что электрон не свободен, а принадлежит атомной системе. Он показал, основываясь на теории дисперсии Шрёдингера, что должен наблюдаться резко выраженный максимум в рассеянии, когда действие кванта превышает кулоновское притяжение к ядру атома. Смещение максимума хорошо согласовывалось с наблюдательными данными. Вентцель также вычислил распределение интенсивности рассеянного излучения и отношение интенсивностей падающего и рассеянного излучения. Таким образом, более точная теория Вентцеля, учитывающая, что в действительности электрон в более точном приближении нельзя считать строго свободным, тоже подтвердила наблюдения Комптона. В апреле 1924 г. Эйнштейн описал ситуацию тех лет в статье о комптон-эффекте следующим образом [107, с. 154]:

«Теперь мы имеем две теории света, обе необходимые и – как приходится признать сегодня – существующие без всякой логической взаимосвязи, несмотря на двадцать лет колоссальных усилий физиков-теоретиков».

Эйнштейн и Бор полагали, что загадку излучения будет разрешить нелегко. Эйнштейн никогда не считал, что его гипотеза световых квантов является подлинной законченной теорией и никогда не оставлял попыток построить такую теорию, которая бы объединяла и волновые, и квантовые представления о природе электромагнитного излучения. В сентябре 1909 г. на конгрессе в Зальцбурге Эйнштейн выразил свой взгляд на будущее развитие физики [108, с. 214]:

«Нельзя отрицать наличие значительного числа данных относительно излучения, показывающих, что свет имеет некоторые основные свойства, которые гораздо проще понять с точки зрения эмиссионной теории Ньютона, чем с позиции волновой теории. Поэтому, на мой взгляд, следующий этап развития теоретической физики даст нам теорию света, которую можно будет рассматривать как нечто вроде объединения волновой и эмиссионной теорий. Целью следующих рассуждений являются обоснование такого взгляда и доказательство того, что глубокое изменение наших воззрений на природу и строение света неизбежно». (Под эмиссионной теорией Ньютона Эйнштейн имеет в виду гипотезу Ньютона о корпускулярной природе света. – Д. П.)

В 1951 г., много лет спустя, в письме к своему другу Мишелю Бессо Эйнштейн писал [109, с. 155]:

«Все эти пятьдесят лет упорных размышлений не приблизили меня к ответу на вопрос «Что такое световые кванты?»... Конечно, сегодня каждый мошенник думает, что он знает ответ, но он обманывает сам себя».

Вероятно, это признание гениального физика не следует рассматривать в том смысле, что он принципиально не понимает, что такое световые кванты. Его досада обусловлена тем, что не удалось построить интегрированной

теории, включающей непротиворечиво и последовательно как волновые, так и квантовые свойства электромагнитного излучения. Вот что писал А. Ф. Иоффе о своих впечатлениях от встречи с Эйнштейном [110, с. 89]:

«Для многих научная деятельность сводилась к изучению и разрешению тех задач или тех сторон задачи, которые удастся разрешить. Наряду с этим остаются невыясненными, быть может, еще более фундаментальные стороны проблемы, но ими займутся другие. Для Эйнштейна не было частных решений. Проблема одна, а разные ее стороны – только пути к проникновению в то, что происходит в природе.

В этом заключалась громадная сила Эйнштейна, его гениальность. Но это сделалось и трагедией его жизни.

<...>

Он настойчиво стремился к единой теории поля (объединению электромагнетизма и гравитации. – Д. П.), но не мог ее создать. Но оставить нерешенной глубокую проблему, с которой столкнулся, Эйнштейн по своему научному складу не мог. Свыше тридцати лет своей жизни, до самой смерти, он затратил на поставленную перед собой цель и не мог заняться никакой другой задачей. Так почти бесплодно протекали эти годы, хотя они были богаты яркими переживаниями для Эйнштейна. Новые гипотезы, их анализ, выявления их неубедительности и все новые и новые попытки – это наполняло научную жизнь, но не приносило ожидаемых плодов».

Дискуссия о природе световых квантов-фотонов продолжалась много лет. В настоящее время понятие фотона как элементарной частицы прочно закрепилось в лексиконе физиков.

6.2. Корпускулярно-волновой дуализм. Дискуссия о смысле волновой функции

Гипотеза де Бройля о волновых свойствах микрочастиц была инициирована размышлениями о дуализме «волна – частица (квант)» в излучении. По этому поводу он вспоминал [108, с. 241]:

«Внезапно меня осенило прозрение. Я был убежден, что дуализм волны-частицы, открытый Эйнштейном в его теории световых квантов, был абсолютно общим и что он охватывает весь физический мир, и поэтому мне казалось несомненным, что распространение волны связано с движением частицы любого рода – фотона, электрона, протона и любой другой...».

Такие представления были изложены в трех статьях де Бройля, опубликованных осенью 1923 г. Эти работы составили основу его докторской диссертации, поданной в Сорбонну 25 ноября 1924 г. Эйнштейн поддержал работы де Бройля и писал Полю Ланжевену, приславшему ему диссертацию, о том, что де Бройль «...приподнял уголок большого покрывала» [108, с. 242]. Позже, в 1962 г., де Бройль вспоминал [108, с. 248]:

«Научный мир того времени прислушивался к каждому слову Эйнштейна, ибо он был тогда на вершине своей славы. Указывая на важность волновой механики, знаменитый ученый сделал очень много для того, чтобы ускорить ее развитие. Без его статьи мою диссертацию могли бы оценить лишь много позже».

В. Паули в 1949 г. в статье, посвященной Эйнштейну как ученому и философу, писал [108, с. 248], что он

«...припоминает, как во время дискуссии на физической конференции в Инсбруке осенью 1924 г. Эйнштейн предложил обнаружить явления интерференции и дифракции с помощью молекулярных пучков»!

Эти явления были обнаружены О. Штерном с сотрудниками в 1930 г. Таким образом, Эйнштейн не только поддержал идеи де Бройля идеологически, но и предложил методику опытной проверки теории де Бройля.

Матричный же формализм Гейзенберга вообще создавался при принципиальном отказе от использования какой-либо наглядной картины физических процессов в атомных системах.

Как указывалось ранее, в течение 1926 г. Шрёдингер опубликовал семь больших фундаментальных работ, которые содержали весь математический аппарат нерелятивистской квантовой механики, а также решение задач об атоме водорода, осцилляторе, ротаторе. В первой же из статей «Квантование как задача на собственные значения», приведя решение для атома водорода, он охарактеризовал связь своих идей с идеями де Бройля, указав, однако, что он работал со стационарными волнами, а не с распространяющимися дебройлевскими волнами [92]. Как хорошо известно, решение задачи на собственные значения и собственные функции оператора (в данном случае оператора полной энергии) означает нахождение и собственных значений, и собственных функций. Шрёдингер вычислил для энергии квантованные значения, полученные еще Бором в полуклассической модели. Однако смысл волновой функции как собственной функции оператора Гамильтона оставался неясным.

Представления Шрёдингера о микрочастице как о волновом пакете подвергались существенной критике. Его идея о том, что волновая функция описывает размазанный в пространстве заряд электрона, также встречала возражения.

В том же 1926 г. М. Борн предложил вероятностное толкование волновой функции. Согласно этой интерпретации Борна, волновая функция сама по себе не представляет собой никакого реального физического поля, а имеет вероятностный смысл, подобно функции распределения в статистической физике. К такой идее Борн пришел под влиянием замечания Эйнштейна о том, что дуализм света может быть просто понят, если принять, что амплитуда световых волн и плотность энергии определяются средней плотностью фотонов в данной пространственной точке. С этой точки зрения физической

реальностью обладают фотоны, а электромагнитное поле является фиктивным, «призрачным». Используя эту идею, Борн предположил, что волновая функция имеет статистический смысл и величина $\psi\psi^*$ определяет плотность вероятности пребывания частицы в данной точке пространства.

Первая широкая фаза обсуждения этой проблемы волновой функции происходила на Пятом Сольвеевском физическом конгрессе в течение шести дней с 24 по 29 октября 1927 г. В дискуссии по основам новой квантовой физики принимали участие крупнейшие ученые: Эйнштейн, Планк, Бор, Шрёдингер, де Бройль, Борн, Гейзенберг, Комптон, Дирак, Паули, Мария Кюри, Брэгг, Эренфест, Ланжевэн, Бриллюэн, Дебай. Вел заседания крупнейший представитель классической физики Лоренц.

Как только началась дискуссия, сразу определились две радикальные точки зрения. Группа Бора, в которую входили Борн, Гейзенберг, Дирак, Паули, предлагала принять схему интерпретации квантовой механики, основанную на статистическом характере волновой функции, предложенном Борном несколько ранее. Они решительно настаивали на том, что квантовая теория является теорией законченной и непротиворечивой. Они отказывались от классического принципа причинности, утверждая в явлениях микромира ведущую роль индетерминизма, считали, что внутренне квантовая теория непротиворечива, полна и последовательна. Их программа основывалась на том, что можно обсуждать только наблюдаемые величины и решительно отказаться от классического детерминизма.

Такая точка зрения встретила у других участников дискуссии скептицизм и неприятие. Реальное сопротивление этой индетерминистической точке зрения оказали лишь Эйнштейн, де Бройль, Шрёдингер.

«Многие из нас пришли на это заседание в надежде узнать, какова будет реакция Эйнштейна на новейший этап развития теории – этап, который, по нашему мнению, принес удовлетворительное разъяснение проблем, впервые выдвинутых с такой пронизательностью самим Эйнштейном. Во время дискуссий тема была освещена... со многих сторон... Эйнштейн же выразил свою глубокую тревогу по поводу того, что в квантовой механике так далеко отошли от причинного описания в пространстве и времени...», – говорил Бор [Цит. по: 111, с. 97].

Позже Эйнштейн с сотрудниками и представители школы де Бройля сформулировали тезис о неполноте квантовой механики и о возможности существования скрытых параметров, обнаружение которых в более полной теории приведет к детерминистической концепции в микромире.

Таким образом, на Пятом Сольвеевском конгрессе победа была одержана теми, кого впоследствии стали называть «копенгагенской школой», подчеркивая этим лидерство Н. Бора. Вообще с тех пор «копенгагенская точка зрения» на смыслы в квантовой механике преподается во всех университетах мира.

Однако выяснение смысла волновой функции не решало полностью методологических проблем квантовой механики. Оставались, например, такие вопросы, как интерпретация соотношений неопределенностей Гейзенберга, связь в детерминистических аспектах временного уравнения Шрёдингера и индетерминизма в статистическом толковании стационарной волновой функции.

6.3. Соотношения неопределенностей. Принцип дополнительности

Соотношение неопределенностей «координата – проекция импульса» появилось первоначально еще в матричной формулировке Гейзенберга. Произведение матриц антикоммутирует: a , умноженное на b , не равно в общем случае b , умноженному на a . Гейзенберг выразил мнение, что порядок, в котором последовательно проводится измерение a и b , не безразличен, потому что измерение a может изменить ожидаемое измерение b , и наоборот. Следовательно, получается, что «измерить» вообще означает «изменить». В письме Эйнштейну от 7 мая 1926 г. М. Борн писал:

«Гейзенберг передал мне свою рукопись 11 или 12 июля с просьбой высказать мое мнение о том, стоит ли ее публиковать; он просил и о том, чтобы я использовал ее как основу для дальнейшего, так как он не может продвинуться далее... Уверенность, с которой я утверждаю, что это дело, хотя и выглядит мистически, представляется все же правильным, основывается, я думаю, на следующем. В тот же самый день я обнаружил, что замечательные расчеты Гейзенберга представляют собой не что иное, как матричное исчисление. Тогда я уже знал, что гейзенберговская формула представляет собой диагональный элемент матричного уравнения

$$pq - qp = \frac{h}{2\pi i}$$

и что одновременно с этим другие матричные элементы величины $pq - qp$ должны быть равны нулю... я горжусь в какой-то мере тем, что первым написал квантово-механическую формулу в терминах „некоммутирующей“ алгебры» [112, с. 52].

Таким образом, соотношения, первоначально полученные Гейзенбергом и отредактированные Борном, показали, что принципиально невозможно одновременно точно измерить координату частицы и сопряженную ей проекцию импульса частицы. Неточность в измерении определяется постоянной Планка. Поэтому для макротел с большой массой такая неточность чрезвычайно мала, и в макромире точность одновременного измерения гарантирована.

В мысленном эксперименте, предложенном Бором, соотношение неопределенностей «координата – проекция импульса» иллюстрируется следующим образом. Для того чтобы наблюдать частицу, нужно, например,

осветить ее пучком фотонов. При столкновении частицы с фотоном положение частицы будет определено с точностью до длины волны зондирующего излучения, как это хорошо известно из классических оптических методов наблюдения. Для все более точного определения местоположения частицы следует ее зондировать пучком фотонов со все более короткой длиной волны, то есть со все более высокой частотой излучения. Для совершенно точного определения местоположения частицы, таким образом, необходимо использовать излучение с бесконечно малой длиной волны или, иначе, с бесконечно большой частотой излучения. Но чем больше частота зондирующего фотона, тем больше его энергия и импульс и тем сильнее изменится импульс зондируемой частицы, так что импульс частицы станет совершенно неопределенным. Наоборот, если требуется точнее определить импульс частицы, то надо зондировать частицу фотонным пучком с малым импульсом фотонов и, следовательно, с большой длиной волны – неопределенность в определении частицы возрастет.

Бор в интерпретации квантовой механики предложил принцип дополнительности, который включал и принцип неопределенностей Гейзенберга. Принимая корпускулярно-волновой дуализм как для электромагнитного излучения, так и для микрочастиц, Бор полагал, что эти противоречивые свойства не должны исключать друг друга, а являются дополнительными в описании объектов и явлений. Бор считал, что корпускулярно-волновой дуализм возникает из-за того, что микрообъект не является ни частицей, ни волной в обычном классическом понимании. Однако из-за того, что наблюдение микрообъекта осуществляется макроприборами, микрообъект следует описывать классическими понятиями, имеющими при таком описании ограничения для адекватного описания неклассического объекта. Бор отказывался от причинного описания явлений микромира. Он полагал, что невозможно приписать самостоятельную обычную физическую реальность микроявлениям.

На Пятом Сольвеевском конгрессе Бор и его последователи призывали к отказу от причинности в элементарных процессах, они настаивали на основополагающей роли случайности в микромире. Лоренц и Эйнштейн возражали против такой доминирующей роли случайности: «Бог не играет в кости» (то есть в природе не может быть вероятностных закономерностей. – Д. П.), – возражал Эйнштейн.

Соотношение неопределенностей имеет место не только для сопряженных координат и проекций импульса, но и для других величин. Соотношение «время – энергия» имеет вид

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}.$$

Энергию системы можно измерить с неопределенностью ΔE в течение времени измерения Δt или, иначе, в метастабильном состоянии системы при снятии возбуждения в течение Δt ширина уровня энергии должна составлять

величину не менее чем ΔE . Закон сохранения энергии в квантовых системах на время Δt может нарушаться на величину ΔE . Принято считать, впрочем, что это соотношение не выводимо из аксиоматики квантовой механики, потому, в частности, что отсутствует оператор времени. Для оператора проекции углового момента и оператора азимутального угла можно, при некоторых упрощающих положениях, написать соотношение

$$\langle \Delta L_z^2 \rangle \langle \Delta \phi^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4\pi^2}.$$

Хорошо известно, что законы сохранения импульса, энергии и момента импульса обусловлены пространственно-временными принципами симметрии: закон сохранения импульса обусловлен симметрией относительно пространственного сдвига (однородность пространства), закон сохранения энергии – симметрией относительно сдвига во времени (однородность времени) и закон сохранения момента импульса – симметрией относительно поворота системы отсчета (изотропия пространства). В симметриях и законах сохранения представлены соответствующие сопряженные величины – координата и проекция импульса, время и энергия, угол поворота и проекция момента импульса. Таким образом, соотношения неопределенностей в квантовой механике имеют глубокие основания в пространственно-временных симметриях, указывают границы нарушения этих симметрий и, как следствие, нарушения в законах сохранения. В этом смысле можно говорить о дополнении законов сохранения и несохранения (изменения) физических величин.

6.4. Копенгагенская интерпретация

Н. Бор в первоначальный период развития квантовых представлений о микромире стал одним из последовательных и бескомпромиссных лидеров группы физиков, которая отстаивала вероятностную трактовку смысла волновой функции квантовой системы. Поэтому в истории физики это направление в методологии квантовой механики получило название «копенгагенская интерпретация». Эта трактовка была предложена Н. Бором, В. Гейзенбергом и И. фон Нейманом, а во второй половине XX в. была развита сыном Нильса Бора – Оге Нильсом Бором. Самый «болезненный» вопрос о соотношении и взаимосвязи квантовой системы и классического прибора в процессе их взаимодействия в процедуре измерения был решен группой Бора однозначно следующим образом: квантовый объект описывается квантовым формализмом, а измерительная система – классической физикой и классической булевой логикой. Квантовый формализм означает, что микросистема описывается не числами, характеризующими физические величины, как в классическом формализме, а операторами, изображающими физические величины. Измерительные приборы, такие, например, как фото-пластинка или камера Вильсона,

способны измерить лишь величины, описываемые эрмитовыми коммутирующими операторами. Свойства квантовых объектов, описываемые некомутирующими операторами, измеримы лишь в дополнительных экспериментах с использованием различных «дополняющих» приборов. Волновая функция характеризует отношение микрообъекта и макроприбора и описывает и то, и другое. В микромире имеет место «объективная» случайность, «объективная» неопределенность, «объективная» вероятность. Эта «объективная» случайность трактуется в том смысле, что так «устроена» природа, а не «субъективная» неопределенность неполного знания человека о явлениях и объектах природы.

Вот как в 1932 г. обосновывал фон Нейман статистическую трактовку квантовой механики в своей фундаментальной работе «Математические основы квантовой механики» [113, с. 243–244]:

«Конечно, было бы преувеличением утверждать, что тем самым с причинностью покончено: несомненно, что квантовая механика в ее нынешнем состоянии остается еще неполной, и могло бы даже оказаться, что она ошибочна, хотя последнее и представляется совершенно невероятным в свете ошеломляющих возможностей, предоставляемых ею для понимания общих проблем и для численного расчета конкретных. Хотя квантовая механика находится в блестящем соответствии с опытом и хотя она приоткрыла нам завесу над одной качественно новой стороной мира, тем не менее, ни об одной теории никогда нельзя сказать, что она доказана опытом, но лишь она дает для него лучшее из известных объяснений. Учитывая все эти предосторожности, можно все же сказать: в настоящее время не существует ни повода, ни извинения для разговоров о причинности в природе. Действительно, нет опыта, который поддерживал бы наличие причинности, поскольку макроскопические опыты для этой цели принципиально не пригодны, а единственная известная теория, которая совместна с совокупностью наших опытных знаний относительно элементарных процессов – квантовая механика – ей противоречит.

Речь здесь идет, разумеется, об исстари укоренившемся способе рассмотрения, присущем всем людям, но никоим образом о логической необходимости (что, между прочим, видно из того, что статистическую теорию вообще удалось построить), и тот, кто подходит к предмету без предвзятого мнения, не имеет никакого основания упорствовать в таком способе рассмотрения. Обосновано ли при таких обстоятельствах жертвовать ради него разумной физической теорией?».

Квадрат модуля волновой функции $\psi\psi^*$ описывает плотность вероятности, например локализации электрона в пространстве атома. Шрёдингер рассматривал произведение заряда электрона на квадрат модуля волновой функции $\psi\psi^*$ как плотность распределения в пространстве электрического заряда электрона, и в этом его поддерживал фон Нейман. Волновая функ-

ция описывает дебройлевские волны материи, однако она не соответствует материальному вещественному полю, такому, к примеру, как электромагнитное поле для фотонов.

Одним из принципиальных неразрешенных моментов в статической интерпретации волновой функции и является отсутствие такого вещественного поля. Действительно, в знаменитых пионерских экспериментах Джермера и Дэвиссона по дифракции электронов дебройлевская длина волны падающих на монокристалл электронов рассчитывалась по формуле Вульфа – Брэгга, которая, в свою очередь, была установлена в опытах по дифракции электромагнитного рентгеновского излучения, причем было продемонстрировано хорошее согласие с экспериментальными дифракционными максимумами. Однако рентгеновское излучение соответствует вещественному электромагнитному полю. А. А. Гриб решает такую проблему в терминах теории квантованных полей следующим образом:

«Наконец, к числу наблюдаемых относятся локальные операторы, выражающиеся через локальные квантованные поля. Для электромагнитного и других вещественных полей наблюдаемыми являются сами поля, для электрон-позитронного, барион-антибарионного и других невещественных полей – билинейные комбинации операторов полей.

<...>

Волновая функция квантовой частицы может быть получена в результате действия оператора локального квантованного поля, связанного с данной частицей, – электрон-позитронного для электрона и позитрона, электромагнитного для фотона и т. д. – на состояние фоковского вакуума. Поэтому понятно, почему волновая функция удовлетворяет уравнению Шрёдингера и в чем заключается причина и смысл корпускулярно-волнового дуализма. Причина состоит в том, что хотя мы и наблюдаем частицу как точечный объект, программа ее эволюции во времени определяется реально существующим (как элемент множества наблюдаемых квантового объекта) квантованным полем. Квадрат модуля волновой функции, определяющий вероятностную функцию распределения в пространстве, умноженный на заряд электрона, даст с точностью до нормировочного множителя плотность заряда электронного поля. Для наблюдения этой плотности необходимо состояние из бесконечного числа электронов – собственное для оператора частоты, так что и волновые свойства электрона мы наблюдаем как свойства этого ансамбля частиц» [114, с. 1338].

Тем не менее в рамках нерелятивистской квантовой механики остается следующий вопрос: какому квантованному полю соответствуют объекты в экспериментах по наблюдению, например, волновых свойств таких микрообъектов, как молекулы фуллерена C_{70} или органические молекулы.

6.5. Многомировая интерпретация Эверетта

Интерпретация содержания процедуры измерения была предложена Х. Эвереттом в 1957 г. [115] и заключается в следующем. При измерении квантовой системы в соответствии с предположением Неймана о редукции волновой функции из всей начальной суперпозиции состояний

$$\Psi = \sum_{i=0}^n C_i \psi_i$$

наблюдается одно из состояний ψ_i с соответствующим весовым коэффициентом C_i и соответствующей вероятностью $|C_i|^2$. В отличие от этого, по Эверетту, все компоненты из суперпозиции остаются, нет редукции волновой функции, нет коллапса волновой функции – каждый компонент представляет соответствующую классическую реальность и соответствующий равноправный с остальными результат измерения. Начальное квантовое состояние, испытавшее процедуру измерения, расщепляется на множество, в данном случае n (классических миров) и в каждом из этих миров наблюдатель, независимо от прочих, фиксирует свой результат измерения.

Таким образом, на протяжении многих десятилетий развития квантовой методологии было предложено несколько различных интерпретаций смысла волновой функции и процедуры наблюдения квантовых систем. Большинство физиков разделяет копенгагенскую интерпретацию, и в большинстве учебных руководств по квантовой механике используется эта интерпретация.

6.6. Ансамблевая интерпретация волновой функции

Ансамблевая интерпретация волновой функции квантово-механической системы используется во многих учебниках. Так, например, сквозным понятием в интерпретации квантовой механики у Д. И. Блохинцева является представление о квантовом ансамбле [116, с. 46, 63–64]:

«В квантовой теории состояние системы означает ее принадлежность к тому или иному квантовому ансамблю, который характеризуется волновой функцией (чистый случай, или более общо – матрицей плотности).

<...>

Во многих курсах квантовой механики подчеркивается, что волновая функция есть характеристика состояния отдельной частицы. Если это так, то, будьте любезны, укажите такое измерение на отдельной частице, скажем на электроны, которое позволяло бы определить его „персональную“ волновую функцию. Такого измерения не существует.

Это противоречие отпадает, если понимать волновую функцию как характеристику принадлежности частицы к квантовому ансамблю, т. е. если *рассматривать частицу μ вместе с макроскопической обстановкой M , диктующей условия движения*» (выделено мной. – Д. П.).

В терминах «запутанных состояний» интерпретацию Д. И. Блохинцева следует трактовать, возможно, следующим образом. Рассмотрим эксперименты Л. Бибермана, Н. Сушкина и В. Фабриканта, проведенные в 1949 г., которые продемонстрировали дифракционную картину для *одиночных* электронов. Поскольку на кристалл падали одиночные электроны, ансамбль собственно падающих электронов можно, видимо, исключить. Тогда следует рассматривать их ансамблевую природу в том смысле, что при падении на кристалл электрон взаимодействует с конечным числом атомов кристалла, запутываясь с ними. Таким образом, действительно можно говорить об ансамблевой принадлежности электронов, несмотря на то, что от источника до кристалла электроны проходят как одиночные частицы. Следует, однако, отметить, что в формализме сцепленных состояний учесть эти ансамблевые эффекты чрезвычайно сложно.

Таким образом, Д. И. Блохинцев настаивал на том, что нельзя рассматривать смысл волновой функции в процессе измерения свойств квантовой системы вне связи с окружением. В терминах сцепленных состояний эти утверждения можно трактовать как декогеренцию квантовой системы в процессе ее взаимодействия с окружением, например с измерительной системой.

Другая точка зрения [114] на ансамблевую природу волновой функции заключается в следующем: частицы готовятся в некотором состоянии, затем измеряется некоторая величина; такая процедура повторяется необходимое число раз и, таким образом, наблюдатель увидит частоты, с которыми наблюдаются значения измеряемой величины. В этом случае возникает статистическая трактовка, похожая, очевидно, на подходы в классической статистической физике. Однако эксперименты последних десятилетий, проводимые для одиночных частиц, таких как, например, одиночный электрон в одноэлектронных устройствах, единственный ион в магнитной ловушке показывают, что такая ансамблевая идеология не достаточна.

6.7. Гипотезы о квантовой природе сознания

Проблемы привлечения квантовых представлений для объяснения феномена сознания предпринимались достаточно давно. Например, Д. Бом в своей известной книге «Квантовая теория» приводит сугубо качественные аналогии между квантовыми явлениями и механизмами работы мозга человека:

«Существует также подобие между процессами мышления и классическим пределом квантовой теории. Логический процесс соответствует наиболее общему типу процесса мышления так же, как классический предел соответствует самому общему квантовому процессу.

<...>

...Многие люди замечали, что новые идеи часто приходят внезапно, после долгих и бесполезных исканий и без видимой непосредственной причины. Мы полагаем, что если пренебречь промежуточными неделимыми нелогическими этапами, осуществляемыми в действительном процессе мышления, и ограничиться логической терминологией, то возникновение новых идей представляет тесную аналогию с квантовым скачком» [117, с. 206].

Таким образом, Бом проводит аналогию между соотношением неопределенностей и редукцией волновой функции и процессами, происходящими во время мышления.

В последние десятилетия также уделялось значительное внимание проблеме квантовой природы сознания. Это отражено, например, в обзоре М. Б. Менского [118, 119].

Значительное внимание изучению квантовой природы феномена сознания уделяет Р. Пенроуз [120]. Пенроуз рассматривает на качественном гипотетическом уровне несколько возможных квантовых аспектов функционирования сознания. Он, например, предполагает, что поскольку экспериментально установлено, что глаз человека может регистрировать отдельные фотоны, то нейроны мозга могут исполнять роль квантовых детекторов. Рассматривая роль редукции квантовых состояний, Пенроуз вводит понятие «объективной редукции» для понимания запутанности больших объемов вещества – от нескольких микрон до нескольких миллиметров – с последующим выходом на классический уровень. Эта сцепленность имеет принципиальное значение для понимания феномена границы объектов и явлений квантового и классического миров. Пенроуз привлекает также понятие квантовой когерентности – большое количество микрообъектов может находиться в одном состоянии, причем не сцепленном с окружением. Такие состояния характерны для явлений сверхпроводимости. Биологическая высокотемпературная квантовая когерентность может вызывать в клетках колебательные эффекты, возникающие из-за большой энергии метаболических процессов. Нейроны имеют цитоскелет и микротрубочки, размеры которых – это размеры квантового объекта – внешний и внутренний диаметры микротрубочки (около 25 и 14 нм). По предположению Пенроуза, микротрубочки обеспечивают такую изоляцию от внешней среды, которая позволяет окружению не разрушать сцепленных квантовых состояний внутри трубочки. Квантово-когерентное состояние охватывает большое количество микротрубочек в нейроне, распространяется на несколько нейронов и даже на существенную часть всего мозга. Это происходит из-за квантовой нелокальности, подобной той, что была обнаружена в опытах А. Аспэ и других исследователей. Таким образом, сознание, по предположению Пенроуза, – это проявление квантово-запутанного состояния цитоскелета и участие этого состояния в процессе объективной редукции, то есть проецировании с квантового уровня на классический.

Таким образом, многие исследователи обсуждали роль сознания в процедуре квантовых систем и собственно квантовую природу сознания. Если такие качественные представления верны, то эту сложнейшую проблему еще только предстоит разрешить, особенно в экспериментальном, наблюдательном смысле.

6.8. Феномен антропоцентризма

6.8.1. Классический детерминизм: влияние на методологию квантовой механики и «мягкий антропоцентризм»

В историческом контексте человек прежде всего исследовал природные объекты и явления, непосредственно окружающие его в повседневной жизни и практике, поэтому первоначально были созданы классические разделы физики. В теоретической механике, которая в значительной степени явилась прародительницей других разделов теоретической физики, было установлено, что эволюция системы полностью и однозначно определяется начальными условиями – начальными координатами и скоростями. Наиболее емко эти детерминистические представления о закономерностях эволюции систем были выражены П. Лапласом и получили название «лапласовский детерминизм»:

«Современные события имеют с событиями предшествовавшими связь, основанную на очевидном принципе, что никакой предмет не может начать быть без причины, которая его произвела... Воля, сколь угодно свободная, не может без определенного мотива породить действия, даже такие, которые считаются нейтральными... Мы должны рассматривать современное состояние Вселенной как результат ее предшествующего состояния и причину последующего. Разум, который для какого-нибудь данного момента знал бы все силы, действующие в природе, и относительное расположение ее частей, если бы он, кроме того, был достаточно обширен, чтобы подвергнуть эти данные анализу, обнял бы в единой формуле движения самых огромных тел во Вселенной и самого легкого атома; для него не было бы ничего неясного, и будущее, как и прошлое, было бы у него перед глазами... Кривая, описываемая молекулой воздуха или пара, управляется столь же строго и определенно, как и планетные орбиты: между ними лишь та разница, что налагается нашим неведением» [121, с. 364–365].

Вообще такая концепция согласовывалась с теологией – кроме начальных координат и скоростей должна еще быть начальная сила – Первоначало всего сущего, Бог. Представления Лапласа, однако, были строго материалистическими.

«Получив от Лапласа экземпляр „Изложения системы мира“, Наполеон как-то сказал ему: „Ньютон в своей книге говорил о боге, в Вашей же книге я не встретил имени бога ни разу“. Лаплас ответил: „Гражданин первый консул, в этой гипотезе я не нуждался“» [121, с. 366].

Такие мировоззренческие традиции Нового времени сохранили свое влияние до Новейшего времени.

Детерминизм классической физики (лапласовский детерминизм) играл заметную роль и в интерпретации квантовой механики, особенно в начале ее становления. Эйнштейн и его сторонники настаивали на том, что в микромире не должно быть вероятностных закономерностей: Борн вспоминал, что большинство физиков приняли его статистическую интерпретацию волновой функции, однако такая интерпретация убедила не всех физиков:

«Эйнштейн, де Бройль и Шрёдингер не переставали настаивать на сомнительных моментах квантовой механики, желая возвращения к классическим ньютоновским концепциям и предлагая для этого решения не опровергающие экспериментальные результаты» [122, с. 128].

В ходе дискуссии с Бором и Гейзенбергом Эйнштейн писал:

«Квантовая механика – теория, внушающая большое уважение. Но внутренний голос говорит мне, что это еще не то, что нужно. Эта теория дает много, но едва ли она подвела нас к тайне Старика (то есть Бога. – *Д. П.*). Во всяком случае, я убежден, что тот не играет в кости» (то есть не допускает в природе вероятностных закономерностей. – *Д. П.*) [122, с. 128–129].

Эйнштейн одним из первых приветствовал гипотезу де Бройля о наличии у микрочастиц волновых свойств и одним из первых предложил методику проведения экспериментов по обнаружению волновых свойств частиц с помощью молекулярных пучков:

«На физической конференции в Инсбруке осенью 1924 г. Эйнштейн предложил обнаружить явления интерференции и дифракции с помощью молекулярных пучков», – вспоминал В. Паули» [Цит. по: 108, с. 248].

Являясь родоначальником многих квантовых инициатив, Эйнштейн в дальнейшем последовательно отстаивал детерминистическую точку зрения. В 1935 г. он совместно с Подольским и Розеном опубликовал статью, в которой были предложены мысленные эксперименты по обнаружению классической реальности. Эйнштейн развивал концепцию о неполноте квантовой механики: в полной теории, по мнению Эйнштейна, должны быть обнаружены скрытые параметры, которые и приведут к детерминистическим закономерностям в поведении квантовых объектов.

Стремление Эйнштейна, его сторонников и последователей к детерминистической интерпретации явлений микромира во многом обусловлено влиянием классического детерминизма: явления микромира должны быть так же ясны и прозрачны, как привычные для человека явления макромира. Понятийный аппарат квантовой механики на первоначальном этапе ее развития основывался на понятиях классической физики: операторы в первой фазе развития квантовой механики конструиро-

вались с помощью соответствующих классических величин – гамильтониан, оператор импульса, оператор момента импульса. К тому же сопряжение квантового и классического формализма строится на принципе соответствия – при предельных значениях физических параметров квантовые выражения должны переходить в классические выражения. Разумеется, при дальнейшем развитии квантовой физики были введены многочисленные операторы и квантовые числа как самостоятельные понятия, непосредственно не исходящие из классических основ.

Следует отдельно отметить, что даже для макросистем, описываемых дифференциальными уравнениями, задание начальных условий не гарантирует однозначного конечного состояния системы. В начале шестидесятых годов XX в. Э. Лоренц занимался прогнозированием погоды на основе интегрирования систем дифференциальных уравнений с заданием начальных условий по основным параметрам воздушной атмосферы. Он показал, что небольшие различия в начальных условиях (в четвертом – шестом знаке после запятой) порождают огромные различия в конечном состоянии, однозначное предсказание эволюции системы в духе лапласовского детерминизма становится невозможным. Этот феномен получил название «эффект бабочки»: взмах крыльев бабочки в Пекине может вызвать шторм во Флориде.

Лоренц, моделируя на компьютере конвективные потоки, получил решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, напоминающие случайные процессы. В детерминированных системах, описываемых такими уравнениями, будущее всегда надежно и однозначно определялось прошлым. Еще в начале XX в. А. Пуанкаре, изучая неинтегрируемые динамические системы, заметил большое влияние на конечный результат малых изменений в начальных условиях.

А. Пуанкаре писал [123, с. 9]:

«Если бы мы знали точно законы природы и состояние вселенной в начальный момент, то мы могли бы точно предсказать состояние вселенной в любой последующий момент. Но даже и в том случае, если бы законы природы не представляли собой никакой тайны, мы могли бы знать первоначальное состояние только приближенно. Если это нам позволяет предвидеть дальнейшее ее состояние с тем же приближением, то это все, что нам нужно. Мы говорим, что явление было предвидено, что оно управляется законами. Но дело не всегда обстоит так; иногда небольшая разница в первоначальном состоянии вызывает большое различие в окончательном явлении... Предсказание становится невозможным, мы имеем перед собой явление случайное».

Значительно позже, правда, в других терминах – терминах запутанных состояний и декогеренции – предпринимались попытки [124] модифицировать уравнение Шрёдингера включением стохастического члена, отвечающего за спонтанную декогеренцию, то есть разрушение запутанных состояний и, как следствие, разрушение квантовой нелокальности

и переход к классической детерминированной реальности. Таким способом противники квантовых статистических закономерностей пытались найти формализм сопряжения квантового и классического формализма. Эти попытки, однако, не увенчались успехом.

Таким образом, в методологии квантовой механики не может использоваться категория детерминизма лапласовского типа. В. А. Фок писал по этому поводу:

«Нам представляется весьма неудачным принятое Бором употребление слова „причинность“, которое как бы допускает противопоставление причинности и дополнительности, а затем и отрицание причинности. Необходимо ввести два термина, например, „лапласовский детерминизм“, который означает убеждение в принципиальной возможности неограниченно точных прогнозов, и более общий термин „причинность“ в смысле существования законов природы. Лапласовский детерминизм действительно опровергается квантовой механикой, причинность же полностью сохраняется, только ее выражение приобретает новые формы» [125, с. 601].

Эйнштейн, его сторонники и последователи стремились отыскать скрытые параметры и создать более полную квантовую теорию, в которой бы снова присутствовали детерминистические закономерности. Такие подходы обусловлены влиянием классической физики, в которой объяснение явлений было ясным и привычным для человека-наблюдателя, рожденного и воспитанного в макром мире, где доминируют объекты и явления макром мира, описываемые классической физикой. Это направление можно назвать «мягким антропоцентризмом» в методологии квантовой физики.

6.8.2. Концепция сознания и «жесткий антропоцентризм»

Абсолютизация роли наблюдателя или, иначе, «жесткий антропоцентризм», в квантовых измерениях восходит к этапу первоначального развития квантовой теории. Так, например, Гейзенберг утверждал [126, с. 108]:

«Я считаю, что существование классической „траектории“ можно определить следующим образом: „траектория“ существует только тогда, когда мы ее наблюдаем».

Вообще традиции включения сознания в основания квантовой механики, по-видимому, были заложены Д. фон Нейманом:

«Мы всегда должны делить мир на две части – наблюдаемую систему и наблюдателя... То, что такую границу можно поместить сколь угодно далеко внутрь организма действительного наблюдателя, и составляет содержание психофизического параллелизма. Однако... эта граница должна быть где-нибудь проведена... Ибо опыт может приводить только к утверждениям этого типа – наблюдатель испытал определенное (субъективное) восприятие, но никогда не к утверждениям таким, как: некоторая физическая величина имеет определенное значение» [113, с. 308].

Особое значение абсолютизация сознания наблюдателя в проблеме измерения квантовых систем приобрела в связи с многомировой интерпретацией Эверетта.

М. Б. Менский включает в интерпретацию Эверетта сознание наблюдателя и развивает расширенную концепцию Эверетта:

«Каждый наблюдатель видит лишь один результат измерения, в его сознании, казалось бы, неизбежно происходит редукция, выбор одной компоненты суперпозиции из двух (или из многих). Не противоречит ли это концепции многих миров? Кажущееся противоречие разрешается очень просто: сознание наблюдателя как бы расщепляется (разделяется), так что в каждом из классических миров он видит то, что в этом мире происходит [118, с. 423].

<...>

Каждый классический мир представляет собой лишь одну „классическую проекцию“ квантового мира. *Эти различные проекции создаются сознанием наблюдателя* (выделено мной. – Д. П.), тогда как сам квантовый мир существует независимо от какого бы то ни было наблюдателя [118, с. 424].

<...>

Таким образом, в расширенной концепции Эверетта классичность эвереттовских миров оказывается необходимой для самого существования сознающих живых существ... По сути дела, в рамках расширенной концепции Эверетта квантовая механика проливает свет на само понятие жизни, живой материи. Живое существо, в отличие от неживой материи, обладает способностью особым образом воспринимать квантовый мир. Этот мир, с его характерной квантовой нелокальностью, живое существо воспринимает не в целом, а в виде отдельных классических проекций. Каждая из таких проекций является „локально предсказуемой“. В каждой из них живое существо осуществляет сценарий, называемый жизнью, тогда как без этого расслоения само понятие жизни представляется невозможным» [118, с. 428].

У Менского, таким образом, сознание – это разделение альтернатив. Он также развивает квантовую концепцию сознания и бессознательного [118]: при выключенном сознании доступной становится не только информация по одному классическому каналу из квантовой суперпозиции; доступной становится информация из всей суперпозиции по всем классическим каналам во все моменты времени. Такую возможность Менский интерпретирует как сверхсознание.

В такой расширительной концепции Эверетта Менский видит большое значение для объединения естественно-научной и гуманитарной сферы знаний, в частности – последующее межпредметное развитие исследований на стыке квантовой физики и психологии. Экспериментальное изучение таких гипотетических феноменов, конечно, выходит за рамки традиционного физического опыта.

Такой подход в квантовой методологии можно назвать «жестким антропоцентризмом»: квантовая суперпозиция состояний обуславливает расщепление сознания; классические миры, как проекции из квантовой суперпозиции, *создаются* сознанием наблюдателя. Разумеется, нельзя провести квантовые измерения без участия человека-наблюдателя и его сознания. Однако нельзя предположить, что квантовые процессы в природе вообще не могут осуществляться без участия сознания человека.

Вообще говоря, такая концепция «жесткого антропоцентризма» согласуется, например, с «жестким антропным принципом»: фундаментальные свойства Вселенной должны быть такими, чтобы это могло привести к появлению феномена жизни и сознания. Иначе, все во Вселенной «организовано» так, чтобы в результате ее эволюции появился «человек разумный».

6.8.3. Дуализм, законы диалектики и восточные воззрения

Концепция дуализма, то есть противопоставления двух качеств объектов или явлений, рассматривалась еще у Аристотеля и в Новое время была развита Рене Декартом. Корпускулярно-волновой дуализм квантовой механики содержит противопоставление свойств частицы и волновых свойств объекта. В период становления квантовой методологии корпускулярно-волновой дуализм стал предметом многолетних дискуссий физиков и философов. В известной степени эти дискуссии не прекратились и в настоящее время. Законы диалектики Гегеля, на наш взгляд, могут отражать целостность, недвойственность свойств микрообъектов и микроявлений. Это закон единства и борьбы противоположностей и закон отрицания отрицания; в обсуждаемом контексте имеют место не только противоборствующие и взаимоотрицающиеся, но и взаимодополняющие корпускулярные и волновые свойства объектов природы. Закон перехода количественных изменений в качественные отражает наступление декогеренции запутанных состояний при большом количестве микрообъектов и переход квантовых закономерностей в квазиклассические. Система переходит в состояние другого качества.

И все же, понятие дуализма не характерно для Востока. Принцип недвойственности, непротиворечивости, противопоставления одного другому характерен для восточного мировоззрения. Картина мира не дуалистична. Однако в восточном мировоззрении принцип недвойственности и непротиворечивости нельзя трактовать как стремление к единообразию и подобию. Для восточной методологии природы характерна идея единства и согласованности мира, единой всепроникающей связи всего со всем.

«Язык человека является очень плохим средством для выражения глубочайших истин, истины эти не могут быть превращены в предмет, уместающийся в узкие рамки логики [127, с. 21].

<...>

Дзэн решительно не является системой, основанной на логическом анализе. Скорее он является антиподом логики, под которой я имею в виду дуалистический образ мышления [127, с. 25].

<...>

Дзэн не имеет дела ни с утверждением, ни с отрицанием. Когда что-либо отрицается, то само отрицание уже включает в себя противоположный элемент. То же самое может быть сказано и об утверждении. В логике это неизбежно. Дзэн стремится подняться выше логики и найти высшее утверждение, не имеющее антитезы [127, с. 26].

<...>

Такая раздробленность на части не является свойством Природы как таковой, а представляет свойство разума, который за счет расщепления всего, что имеется в Природе, на две части, делает ее познаваемой, пригодной для работы и использования для наших практических человеческих целей» [127, с. 362–363] (выделено мной. – Д. П.)

Конечно, восточные учения не могут дать рецептуры вычислений и измерений в квантовой физике. Однако, по крайней мере, они помогают преодолеть в методологическом отношении дуализм частицы и волны в квантовой механике. Сама природа не дуалистична – двойственен взгляд человека на природные объекты и явления.

6.9. Унитарная эволюция и редукция волновой функции

Эволюция квантовой системы в формализме Шрёдингера описывается временным уравнением Шрёдингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi.$$

Решение этого дифференциального уравнения можно получить в явном виде [113, с. 156] как

$$\Psi_t = \exp \left\{ -\frac{2\pi i}{h} (t - t_0) \hat{H} \right\} \Psi_0.$$

Таким образом, действуя на волновую функцию унитарным оператором в какой-либо начальный момент времени, можно получить волновую функцию в последующий момент времени. Прошлое и будущее состояния системы связаны причинным, детерминированным образом. Это находится в противоречии со статистическим вероятностным поведением системы, описываемой волновой функцией, при процедуре измерения.

Уравнение Шрёдингера является линейным. Если есть два состояния χ и ϕ , то по истечении времени они эволюционируют в новые состояния χ' и ϕ' . Линейная комбинация, то есть суперпозиция состояний $\psi = \alpha\chi + \beta\phi$ эволюционирует в суперпозицию $\psi' = \alpha\chi' + \beta\phi'$. При этом линейность означает, что состояния эволюционируют соответственно как χ в χ' и ϕ в ϕ' . Эволюция происходит так, как будто каждый компонент суперпозиции эволю-

ционирует независимо от другого компонента суперпозиции, причем весовые коэффициенты α и β остаются теми же. Таким образом, эволюция исходного состояния, представленного суперпозицией, в состояние через некоторый интервал времени является также процессом детерминированным. Это противоречит феномену редукции волновой функции, имеющему место в процессе измерения над квантовой системой.

Представление о редукции или коллапсе волновой функции было введено Йоганном фон Нейманом в 30-х годах XX в. Фон Нейман описывает это в своей знаменитой книге «Математические основы квантовой механики» следующим образом:

«Мы ответили, таким образом, при сделанных предположениях относительно оператора R (R – оператор, имеющий дискретный спектр собственных значений, соответствующих собственным функциям $\varphi_1, \varphi_2, \dots$, которые образуют полную ортонормированную систему. – Д. П.) на вопрос о том, „что“ происходит при измерении его величины... Конечно, вопрос „как“ остается пока не выясненным. Этот *разрывный, скачкообразный* (выделено мной. – Д. П.) переход из ψ в одно из состояний $\varphi_1, \varphi_2, \dots$, (которые не зависят от ψ , поскольку ψ входит лишь в соответствующие вероятности $W_n = |\langle \psi, \varphi_n \rangle|^2$, $n = 1, 2, \dots$ этих скачков) – это, конечно, не переход типа, описываемого временным уравнением Шрёдингера. Ведь это уравнение всегда приводит к *непрерывному* (выделено мной. – Д. П.) изменению ψ , при котором конечный результат однозначно определен и зависит от ψ » [113, с. 163].

При измерении из всей суперпозиции состояний исходное состояние в процессе измерения испытывает редукцию. Для суперпозиции из двух состояний с вероятностью $|\alpha|^2$ система переходит в состояние χ , а с вероятностью $|\beta|^2$ переходит в состояние φ . Таким образом, при измерении оказывается, что из суперпозиции система скачком (коллапсом) «выбирает» случайным образом какое-либо из состояний. Противоречие заключается в том, что эволюция детерминирована, а фиксация системы при измерении происходит случайно и реализуется на классическом уровне. Из множества состояний в суперпозиции при измерении имеет место только единственное состояние с определенным значением соответствующей измеряемой физической величины. Следует, однако, заметить, что и в настоящее время нет единого мнения о феномене коллапса волновой функции: одни физики полагают, что это всего лишь математический прием, другие же считают его эффектом физическим. Вот что по этому поводу говорил в дискуссии с Р. Пенроузом С. Хокинг:

«Я категорически против идеи о том, что существуют какие-то физические процессы, соответствующие редукции волновой функции, или что это имеет какое-то отношение к квантовой гравитации или сознанию» [128, с. 142].

«Я принимаю позитивистскую точку зрения, что физическая теория есть просто математическая модель, и что бессмысленно спрашивать, соответствует ли ей какая-либо реальность. Вместо этого мы можем лишь спросить, находятся ли ее предсказания в согласии с соответствующими наблюдениями. Мне кажется, что Роджер в сердце платонист, но ответ на этот вопрос он должен дать самому себе» [128, с. 10].

Ответ Пенроуза был следующим:

«В начале этого обсуждения Стивен сказал, что он думает, что он позитивист, в то время как я – платонист. Я рад, что он позитивист, но решающим моментом здесь является то, что я скорее реалист, а не платонист. Так, если сравнить это обсуждение с известным спором Бора и Эйнштейна около 70 лет назад, я склонен думать, что Стивен играет роль Бора, а я – Эйнштейна. Именно Эйнштейн утверждал, что должно существовать нечто, подобное реальному миру, не обязательно представленное волновой функцией, в то время как Бор подчеркивал, что волновая функция не описывает „реальный“ микромир, а только „знания о нем“, на основе которых можно делать предсказания» [128, с. 154].

На вопрос, возможна ли экспериментальная проверка механизма квантовых измерений, Пенроуз отвечал [128, с. 156]:

«Неприятности в экспериментах такого рода состоят в том, что эффекты декогерентности, возникающие за счет влияния окружающей среды, намного больше, чем те, которые хотелось бы измерить. Это приводит к необходимости очень хорошо изолировать систему».

Пенроуз полагает, что квантовая теория неполна, и ее методологические проблемы, например, проблема измерения, найдут свое разрешение в более полной теории:

«В КТ (квантовой теории. – *Д. П.*) существует проблема измерения... Вполне может быть, что решение различных проблем в этих теориях (специальная теория относительности, общая теория относительности, квантовая теория и квантовая теория поля. – *Д. П.*) связано с тем, что они неполны. Например, многие ожидают, что КТП (квантовая теория поля. – *Д. П.*) каким-то образом сможет „размазать“ сингулярности ОТО (общей теории относительности. – *Д. П.*). Проблема расходимости в КТП может быть частично решена ультрафиолетовым обрезанием за счет ОТО. Я убежден, что и проблема измерений, как и другие, в конце концов, будет решена, когда ОТО и КТП удастся объединить в некую новую теорию» [128, с. 76].

Мнение Хокинга таково:

«Обычно предполагается, что система в чисто квантовом состоянии эволюционирует унитарным образом через последовательность чистых квантовых состояний. Но если существует потеря информации за счет появления и исчезновения черных дыр, унитарная эволюция невозможна. Вместо этого из-за потери информации конечное состояние после исчез-

новения черной дыры будет *смешанным квантовым состоянием*. Его можно рассматривать как ансамбль различных чистых квантовых состояний, каждое со своей собственной вероятностью. Но поскольку система не находится с определенностью в каком-то одном состоянии, нельзя добиться того, чтобы вероятность конечного состояния стала нулевой за счет интерференции с любым квантовым состоянием. Это означает, что гравитация приводит к новому уровню непредсказуемости в физике сверх той неопределенности, которая обычно связывается с квантовой теорией... Это означает конец надежде на научный детерминизм, т. е. на способность предсказывать будущее с определенностью. Похоже, что у Бога еще есть в рукаве пара трюков» [128, с. 73–74].

Итак, и в настоящее время, как наглядно видно по приведенным отрывкам из дискуссии Хокинга и Пенроуза, не окончено обсуждение методологических основ квантовой теории.

6.10. «Кот Шрёдингера»

Одной из центральных проблем квантовой методологии является «сопряжение» микрообъекта с макроскопическим окружением – макроскопической измерительной системой. Микросистема, например микрочастица в силовом поле, описывается суперпозицией состояний

$$\Psi = \sum_{i=1}^n C_i \Psi_i.$$

Согласно редуccionному постулату фон Неймана, при наблюдении, то есть при взаимодействии квантовой системы с классическим измерительным устройством, например с фотопластинкой или камерой Вильсона, все состояния суперпозиции, кроме одного, разрушаются, а это одно, избранное, будет наблюдаться с фиксацией соответствующего значения физической величины с вероятностью $|C_i|^2$.

В 1935 г. Шрёдингер в статье «Современное состояние квантовой механики» [129] предложил мысленный эксперимент, получивший название «Кот Шрёдингера».

Такая экзотическая иллюстрация была предложена Шрёдингером для понимания проблем измерения квантовых объектов классическим макроскопическим прибором или, более широко, к сопряжению микроскопического объекта и макроскопической измерительной системы.

Мысленный эксперимент «Кот Шрёдингера» формулируется следующим образом [122, с. 155]:

«Некий кот заперт в стальной камере вместе со следующей адской машиной (которая должна быть защищена от прямого вмешательства кота): внутри счетчика Гейгера находится крохотное количество радиоактивного вещества, столь небольшое, что в течение часа может распасться только один атом, но с такой же вероятностью может и не распасться; если это

случится, считывающая трубка разряжается и срабатывает реле, спускающее молот, который разбивает колбочку с синильной кислотой. Если на час предоставить эту систему самой себе, то можно сказать, что кот будет жив по истечении этого времени, коль скоро распада атома не произойдет. Первый же распад атома отравил бы кота. Пси-функция системы в целом будет выражать это, смешивая в себе или размазывая живого и мертвого кота (простите за выражение) в равных долях»

Таким образом, в каждый текущий момент времени атом находится в суперпозиции $\alpha|p\rangle + \beta|n\rangle$, где α и β – амплитуды состояний, под обозначениями p и n имеются в виду состояния системы, при которых «атом распался» или «атом не распался». Тогда результат измерения зависит от того, открыл наблюдатель ящик или нет. Только тогда можно зафиксировать результат измерения и установить результат редукции суперпозиции в одно из состояний, а именно – «кот» жив или мертв. Пока же ящик не открыт, «кот» находится в суперпозиции $\alpha|\text{жив}\rangle + \beta|\text{мертв}\rangle$. Этот результат парадоксален для нашего мира. По Б. М. Менскому, парадокс разрешается следующим образом: в рамках концепции декогеренции, то есть явления разрушения суперпозиции при взаимодействии квантовой системы с классическим окружением, смешанное состояние, включающее все элементы в ящике, разрушает сцепленное состояние этих элементов. Иначе, согласно квантовому формализму, происходит диагонализация матрицы плотности, а диагональные элементы и дадут классический результат измерения [7].

В копенгагенской интерпретации система перестает быть смешением состояний и выбирает одно из них в тот момент, когда происходит наблюдение. Эксперимент с «котом» показывает, что в этой интерпретации природа этого самого наблюдения, одного из принципиальных моментов квантовой методологии – измерения квантовой системы – определена недостаточно. Некоторые полагают, что опыт говорит о том, что до тех пор, пока ящик закрыт, система находится в обоих состояниях одновременно, в суперпозиции состояний «распавшееся ядро, мертвый кот» и «нераспавшееся ядро, живой кот», а когда ящик открывают, то только тогда происходит коллапс волновой функции до одного из вариантов. Другие полагают, что «наблюдение» происходит, когда частица из ядра попадает в детектор; однако в копенгагенской интерпретации нет четкого правила, которое говорит, когда это происходит, и потому эта интерпретация неполна до тех пор, пока такое правило в нее не введено, или не сказано, как его можно ввести. Точное правило таково: случайность появляется в том месте, где в первый раз используется классическое приближение и реализуется редукция волновой функции.

Между микроскопическими и макроскопическими системами должны находиться промежуточные системы – системы мезомира, состоящие из относительно небольшого количества микрообъектов, например, атомов или молекул.

Для того, чтобы начать различать, когда квантовая система начинает вести себя классически и нарушается суперпозиция состояний, необходимо создавать системы из все большего количества микроэлементов. Иногда такую задачу формулируют как создание и наблюдение «котов Шрёдингера». Трудности продобных экспериментов заключаются в том, что система должна быть строго изолирована от внешнего окружения, иначе за счет декогеренции суперпозиция состояний разрушается. При этом «экспериментально доказано, что квантовой механике подчиняются не только микроскопические, но и мезоскопические системы» [7, с. 638]. Были проведены десятки экспериментов, методически соответствующие «коту Шрёдингера» [7, с. 157]. Создавались все более сложные структуры в состоянии суперпозиции. В 1999 г. были использованы молекулы из 60 атомов углерода. В 2000 г. были использованы токи в сверхпроводниках. В 2010 г. метроном толщиной с человеческий волос оказался способен колебаться одновременно с бóльшей и мёньшей частотой. В 2011 г. были использованы молекулы из 430 атомов, бóльшие, чем молекулы инсулина. Таким образом, дальнейшее освоение мезо- и макроскопических суперпозиций открывает новые возможности, как в фундаментальном плане, так и в прикладных целях, в том числе и в создании квантового компьютера. Решение парадокса «кота Шрёдингера», быть может, удастся решить с использованием понятия декогеренции.

Проблема экспериментальных исследований взаимодействия микро-системы с макроокружением по-прежнему остается актуальной.

ГЛАВА 7. РАЗВИТИЕ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

7.1. Парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена

Квантовая механика является чрезвычайно успешной теорией и занимает уникальное место не только в истории физики, но и в истории науки вообще. В результате развития квантовой механики сформировались новые области, такие, например, как квантовая оптика, квантовая электроника, квантовая электродинамика и другие. Она явилась основой при создании теорий сверхпроводимости и сверхтекучести, а также теории квантованных полей. Кроме того, появились и успешно развиваются прикладные области, основанные на квантовой механике: все приборы и устройства микроэлектроники работают по законам квантовой физики.

Сразу после формулировки основных принципов и положений квантовой механики стало ясно, что она содержит принципиально новые черты по сравнению с мировоззрением классической физики и интуицией вообще. Длительное время происходил знаменитый диалог между А. Эйнштейном и Н. Бором. Вначале Эйнштейн утверждал, что квантовая механика несостоятельна из-за индетерминизма, позже он переформулировал свои выводы, доказывая, что она неполна. В 1935 г. А. Эйнштейн, Б. Подольский и Н. Розен (ЭПР) предложили мысленный эксперимент [130], на основании результатов которого они пришли к выводу, что квантово-механическое описание не является полным и что существуют элементы реальности, которые не учитываются в квантовой механике – описание станет полным и детерминированным, если найти «скрытые параметры».

ЭПР рассматривали квантовые системы, состоящие из таких двух частиц, ни координата, ни импульс каждой из которых не определены, но сумма их координат (положение их центра масс) и разность их импульсов (импульс их центра масс) определены абсолютно точно. Тогда получается, что измерение координаты или импульса, например частицы 1, немедленно придает частице 2 точное значение координаты или импульса без взаимодействия с этой частицей. Исходя из того, что частицы 1 и 2 могут быть разнесены на произвольные расстояния, Эйнштейн, Подольский, Розен предполагали, что измерение частицы 1 не может на самом деле повлиять на частицу 2 (условие локальности). Следовательно, свойства частицы 2 не должны зависеть от измерения, произведенного над частицей 1. Они полагали, что координата и импульс могут одновременно являться хорошо определенными свойствами системы. Это противоречит принципу неопределенностей В. Гейзенберга в квантовой механике. Противоречие между

квантово-механическим формализмом и детерминистическими предсказаниями классической физики получило в истории квантовой механики название «ЭПР-парадокса».

Н. Бор утверждал, что две частицы в случае ЭПР всегда являются частями одной квантовой системы. Это означает, что измерение над одной из частиц меняет возможные предсказания, которые можно сделать для всей системы, а значит, и для второй частицы.

Дискуссию ЭПР – Бора долгое время считали чисто философской, пока в 1951 г. Д. Бом не ввел системы, перепутанные по спину. Квантовые особенности проявляются, когда измеряются проекция спина частицы 1 на ось, например z , и проекция спина частицы 2 на ось, наклоненную относительно оси z . Если, например, оказалось, что для частицы 1 спин направлен по оси z , то результат измерения проекции спина частицы 2 нельзя предсказать точно. По правилам квантовой механики предсказываются вероятности двух альтернативных результатов измерения. Результаты квантово-механических расчетов несовместимы с предположениями, что наблюдаемые свойства существовали еще до измерения.

Принципиальная трудность возникает потому, что волновая функция обычно задается как когерентная суперпозиция всевозможных различных исходов опыта. В процессе измерения происходит так называемый «коллапс» волновой функции и выбирается одно определенное состояние физического объекта. Трудность возникает при интерпретации механизма, с помощью которого это определенное состояние выбирается из всех возможных.

Рассуждать об «ЭПР-парадоксе» в терминах пси-функции вообще не имеет смысла. Матрица плотности содержит информацию двоякого рода: во-первых, о корреляциях между частями самой системы; во-вторых, о корреляциях системы с окружением (которых может и не быть в случае чистого состояния). Речь идет, прежде всего, о нелокальных корреляциях, поскольку классические корреляции (сепарабельные, то есть классически разделенные состояния) и раньше с успехом описывались теми же пси-функциями. Но только на основе матриц плотности стало возможным описание квантовых корреляций (несепарабельных состояний). Только с их помощью квантовая теория стала по-настоящему квантовой, способной охватить ее основную специфику, отличающую ее от классической физики, – несепарабельные (неразделимые, запутанные) состояния.

Для иллюстрации ЭПР-парадокса в интерпретации Д. Бома рассмотрим двухкомпонентную систему, состоящую из двух частиц со спином $1/2$. До определенного момента времени $t=0$ эти частицы находятся в связанном состоянии с нулевым моментом количества движения. Соответствующее состояние обозначим через $|\psi\rangle_{1,2}$. В момент времени $t=0$ «выключается» связывающий потенциал, например фоторасщеплением молекулы, не сообщая системе момент количества движения и не возмущая спины каким-либо обра-

зом, так что исходный суммарный спин системы остается неизменным. Отдельные части системы становятся свободными и могут быть разнесены в противоположные стороны лаборатории на макроскопическое расстояние.

Рассмотрим мысленный эксперимент – две схемы экспериментальных установок (рис. 7.1) [131, с. 406].

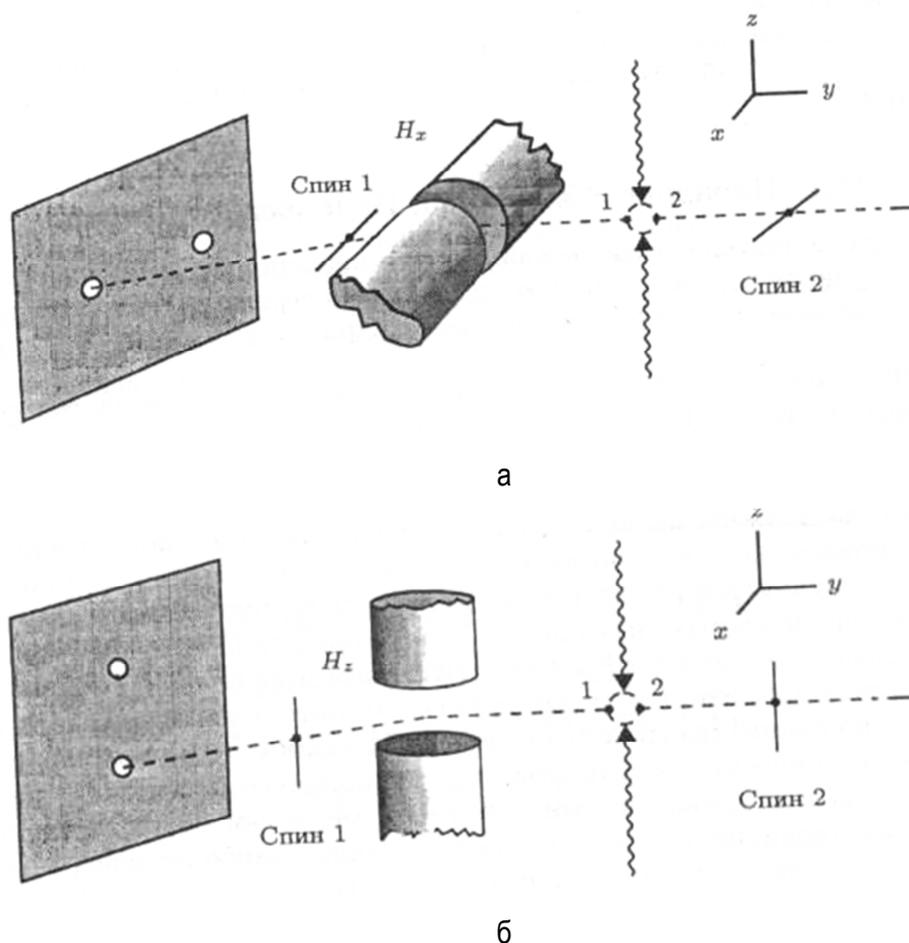


Рис. 7.1. Схема опыта с прибором Штерна – Герлаха (ПШГ) в интерпретации Бома:
 а – ПШГ, ориентированный вдоль оси z ;
 б – ПШГ, ориентированный вдоль оси x

Система со спином, равным 0, например ортоводород, расщепляется внешним полем. Две частицы со спином $1/2$ (протоны) распространяются в противоположных направлениях. Частица 1 проходит через прибор Штерна – Герлаха, ориентированный вдоль оси z (рис. 7.1, а) или ориентированный вдоль оси x (рис. 7.1, б). Рассмотрим случай, когда измеряется z – составляющая спина 1. До измерения вектор состояния системы имеет вид

$$|\Psi_{1,2}^<\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow_1 \downarrow_2\rangle - |\downarrow_1 \uparrow_2\rangle),$$

где стрелки обозначают соответствующие проекции спина относительно оси z для соответствующих частиц.

Тогда анализ ЭПР будет следующим.

1. Выберем произвольное направление, которое будем считать осью z , и пропустим один атом, например атом 1, через ПШГ, ориентированный вдоль оси z . В результате частица отклонится либо по оси z , либо против оси z . Пусть для определенности это будет $+z$. Следовательно, известно, что частица находится в состоянии со значением σ_z , равным $+1$.

2. Зная, что спин частицы 1 направлен вверх, заключаем, что спин частицы 2 направлен вниз, чтобы выполнялся закон сохранения момента. Но, если теперь пропустить атом 2 через ПШГ, ориентированный вдоль оси x таким образом, будет известно значение σ_x .

3. Следовательно, теперь известны обе проекции (z и x) спина частицы 2, что нарушает принцип дополнительности Бора.

Рассмотренную версию парадокса ЭПР, основанную на аппаратном нарушении принципа дополнительности («определены» как σ_z , так и σ_x), можно также сформулировать, рассматривая векторы состояния. Рассмотрим случай измерения z – компоненты спина частицы 1 (см. рис. 7.1, *a*). До измерения в момент времени $t < t_0$ вектор сцепленного состояния системы имеет вид

$$|\psi_{1,2}^<\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow_1 \downarrow_2\rangle - |\downarrow_1 \uparrow_2\rangle).$$
 Если после измерения, сделанного над частицей

1, оказывается, что она находится в состоянии, например $|\downarrow_1\rangle$, то состояние частицы 2 после измерения при $t > t_0$ будет $|\uparrow_2\rangle$. По мнению ЭПР, поскольку в момент измерения две системы больше не взаимодействуют, то во второй системе не должно происходить никакого реального изменения, являющегося следствием того, что происходит с первой системой. Более того, поскольку, «осматривая» частицу 1, мы не влияем на частицу 2, состояние частицы 2 должно быть одинаковым до и после измерения. Таким образом, по мнению ЭПР, можно приписать два различных вектора состояния одной и той же реальности. В этом и заключается ЭПР-парадокс.

Неспособность квантовой механики дать точные детерминированные предсказания для исходов измерений заставила Эйнштейна, Подольского, Розена постулировать существование «скрытых» переменных, которые неизвестны и, возможно, неизмеряемы. Ожидалось, что введение этих скрытых переменных восстановило бы полноту и детерминизм квантовой теории.

Основой для количественной проверки гипотезы скрытых переменных являются неравенства Белла.

7.2. Неравенства Белла

Эйнштейн, Подольский и Розен рассмотренным парадоксом пытались доказать, что квантовая механика неполна и не способна однозначно описать реальность в принципе. Отсюда возникло предположение о скрытых параметрах, которые помогут вернуться к привычному в макромире

локальному описанию объектов. Однако конечный результат исследования этой проблемы оказался противоположным. Выяснилось, что более правильным является именно квантово-механический подход и результат такого подхода несовместим с предположением, что наблюдаемые свойства объекта существуют до наблюдения как объективная самостоятельная внутренняя характеристика.

Теорема Д. Белла [132], доказанная в 1964 г., утверждала, что объективная локальная теория и формализм квантовой механики дают разные предсказания для статистики результатов измерений. Из аксиом объективной локальной теории следуют неравенства для вероятностей различных результатов измерений, квантовая механика предсказывает, что эти неравенства должны нарушаться, если для двух частиц измеряются проекции спина на различные оси. Парадоксальные противоречивые неравенства подтверждают, что ЭПР-парадокс разрешим только в рамках квантового формализма, отпадает необходимость введения скрытых параметров и создания более полного формализма, который бы согласовывался с классической реальностью.

Белл ввел понятие «объективной локальной теории», которой придерживались Эйнштейн и другие сторонники скрытых параметров. В этой теории предполагается:

- 1) физические свойства системы существуют сами по себе, они объективны и не зависят от измерения;
- 2) измерение одной системы не влияет на результат измерения другой системы;
- 3) поведение не взаимодействующей с окружением системы зависит лишь от условий в более ранние моменты времени.

Это привычные для всех нас классические представления об окружающей реальности.

Теорема Белла утверждает, что «объективная локальная теория» и квантовая механика дают разные предсказания для статистики результатов измерения. Естественно, возник вопрос, каким же на самом деле является реальный мир, и неравенства Белла помогли ответить на него непосредственно – на основании анализа результатов экспериментов.

Для осмысления неравенств Белла рассмотрим мысленный эксперимент ЭПР в интерпретации Боба [131, с. 408–411]. Схема мысленного эксперимента показана на рисунке 7.2.

Система со спином, равным 0, например ортоводород, расщепляется внешним полем. Две частицы со спином 1/2 (протоны) распространяются в противоположных направлениях и проходят через приборы Штерна – Герлаха, ориентированные под углом θ_a к вертикали (+z) для частицы 1 и под углом θ_b для частицы 2.

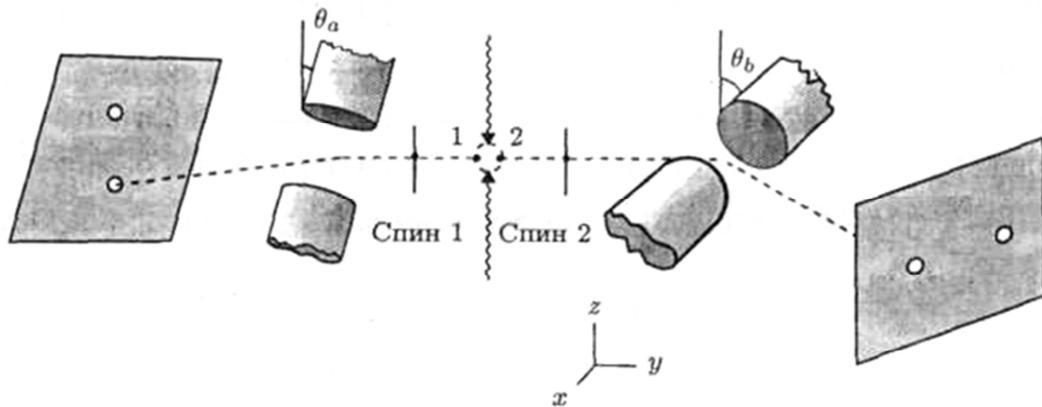


Рис. 7.2. Схема мысленного эксперимента ЭПР [131, с. 409]

Для примера показано, что частица со спином вверх «пройдет» через нижнее отверстие. Рассмотрим вероятность указанного процесса $P(\theta_a, \theta_b) \equiv P_{ab}$. Введем обозначение $P_{ab} = P(+ - 0 | - + 0)$. Левая часть скобки относится к частице 1, а правая – к частице 2. В каждой части – три позиции, зарезервированные для информации по прохождению через ПШГ, ориентированный под углами $\theta_a, \theta_b, \theta_c$ соответственно. Знак «+» соответствует прохождению, знак «-» соответствует блокированию, знак «0» означает, что эта совместная вероятность не содержит информацию о прохождении при данном значении угла, а именно: первый знак «+» означает, что частица 1 проходит через ПШГ, ориентированный под углом θ_a , но частица 2 при этом не проходит через ПШГ, ориентированный под углом θ_a , что отмечено знаком «-»; аналогично, если частица 2 проходит через ПШГ, ориентированный под углом θ_b , знак «+» помещается во вторую позицию в правой части и, следовательно, знак «-» помещается во вторую позицию в левой части, относящейся к частице 1. Таким образом, P_{ab} обозначает вероятность того, что частица 1 пройдет через ПШГ₁, ориентированный под углом θ_a к оси z , а частица 2 пройдет через ПШГ₂, ориентированный под углом θ_b к вертикальному направлению. Аналогично $P_{bc} = P(0 + - | 0 - +)$ и $P_{ac} = P(+ 0 - | - 0 +)$. Хотя вероятность совместных событий P_{ab} ничего не говорит о прохождении частиц при другом угле θ_c , известно, что для любой заданной частицы сумма вероятности прохождения ее через ПШГ, ориентированный под углом θ_c к вертикали, и вероятности непрохождения ее через этот прибор, равна 1. Тогда, учитывая также антикорреляцию проекций спина, можно записать

$$P_{ab} = P(+ - 0 | - + 0) = P(+ - + | - + -) + P(+ - - | - + +).$$

Аналогично

$$P_{bc} = P(0 + - | 0 - +) = P(+ + - | - - +) + P(- + - | + - +),$$

$$P_{ac} = P(+ 0 - | - 0 +) = P(+ + - | - - +) + P(+ - - | - + +).$$

Сложив, получим, что

$$P_{ab} + P_{bc} = P(+ - + | - + -) + P(+ - - | - + +) + \\ + P(+ + - | - - +) + P(- + - | + - +).$$

Тогда можно записать, что

$$P_{ab} + P_{bc} = P_{ac} + P(+ - + | - + -) + P(- + - | + - +).$$

Поскольку вероятности должны быть положительными, получим доказательство теоремы (неравенство) Белла, а именно

$$P_{ab} + P_{bc} \geq P_{ac}.$$

Квантовое вычисление вероятности прохождения частицы со спином $1/2$, описываемой вектором состояния $|\psi\rangle$, через ПШГ, ориентированный под углом θ , осуществляется по формуле $P_\psi(\theta) = |\langle\theta|\psi\rangle|^2$, где состояние $|\theta\rangle$ получается вращением состояния «спин вверх» вокруг оси y :

$$|\theta\rangle = e^{-i\theta\sigma_y/2}|\uparrow\rangle.$$

Матрицы равны

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ |\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Тогда можно написать

$$P_\psi(\theta) = \langle\psi|\theta\rangle\langle\theta|\psi\rangle.$$

Определим оператор проектирования $\pi_\theta = |\theta\rangle\langle\theta|$.

Это выражение можно записать следующим образом:

$$\pi_\theta = e^{-i\theta\sigma_y/2}|\uparrow\rangle\langle\uparrow|e^{-i\theta\sigma_y/2}.$$

Применяя соотношение

$$e^{-i\theta\sigma_y/2}|\uparrow\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|\uparrow\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|\downarrow\rangle,$$

находим
$$\pi_\theta = \frac{1}{2}(1 + \sigma_z \cos \theta + \sigma_x \sin \theta).$$

Вероятность одновременного прохождения частиц, описываемых синглетным спиновым состоянием, через приборы Штерна – Герлаха, ориентированные под углами θ_a, θ_b , равна

$$P_{ab} = \langle\psi_{1,2}|\pi_{\theta_a}^{(1)}\pi_{\theta_b}^{(2)}|\psi_{1,2}\rangle,$$

где операторы проектирования $\pi_{\theta_a}^{(1)}, \pi_{\theta_b}^{(2)}$ соответствуют частицам 1 и 2.

После преобразований находим

$$P_{ab} = \frac{1}{4}[1 - \cos(\theta_a - \theta_b)] = \frac{1}{2}\sin^2\left(\frac{\theta_a - \theta_b}{2}\right).$$

Теперь можно использовать этот результат для проверки того, удовлетворяет ли квантовая механика теореме Белла, то есть справедлива ли квантовая версия неравенства Белла:

$$\frac{1}{2} \sin^2\left(\frac{\theta_a - \theta_b}{2}\right) + \frac{1}{2} \sin^2\left(\frac{\theta_b - \theta_c}{2}\right) \geq \frac{1}{2} \sin^2\left(\frac{\theta_a - \theta_c}{2}\right).$$

Для ответа на поставленный вопрос достаточно рассмотреть, например, углы $\theta_a = 0$, $\theta_b = \pi/4$, $\theta_c = \pi/2$, при которых

$$2 \sin^2 \frac{\pi}{8} \geq \sin^2 \frac{\pi}{4},$$

или $0,15 \geq 0,25$, что, разумеется, неверно. Следовательно, анализ на основании квантового формализма нарушает неравенство Белла и, следовательно, предположения о локальном реализме (классических исходных положений) не выполняются. Предсказания квантовой механики и «более полной» теории со «скрытыми параметрами» не согласуются между собой.

Первые эксперименты по проверке неравенств Белла были осуществлены Клаузером и Фридманом в 1972 г. Однако до 80-х гг. XX в. квантовая запутанность рассматривалась большинством физиков как «загадочный» феномен, подлежащий дальнейшим исследованиям.

7.3. Экспериментальная проверка неравенств Белла

Первые эксперименты, проверившие неравенства Джона Белла, были выполнены группой А. Аспэ. Они были проведены в начале восьмидесятых годов XX в. в Парижском университете. В этих экспериментах использовались не частицы со спином $1/2$, а поляризованные фотоны, и измерялись не проекции спина частиц, а поляризация фотона. Однако методология таких измерений и их анализ по существу не отличались от анализа для измерений проекции спина для частиц.

На рисунке 7.3 [133] показана схема установки Аспэ, Далибарда и Роджера. Фотонная пара получается из двухфотонного распада атомов кальция в хорошо стабилизированном, высокоэффективном источнике S . Эти фотоны проходят через переключающие устройства C_I и C_{II} , за которыми следуют два поляризатора с двумя различными ориентациями: θ_a и θ'_a в области I, и θ_b и θ'_b в области II. Совместные вероятности измеряются с помощью фотоумножителей $PM\ 1$, $PM\ 2$ и $PM\ 1'$, $PM\ 2'$ и схемы совпадений, в которой и проверялось неравенство Белла.

На основании анализа экспериментальных данных было установлено, что наблюдались сильные квантовые корреляции между поляризациями двух фотонов, неравенство Белла нарушается с достоверностью в пять стандартных отклонений и, следовательно, предположение об отсутствии корреляции между фотонами экспериментально опровергается, подтверждается существование квантовой нелокальности.

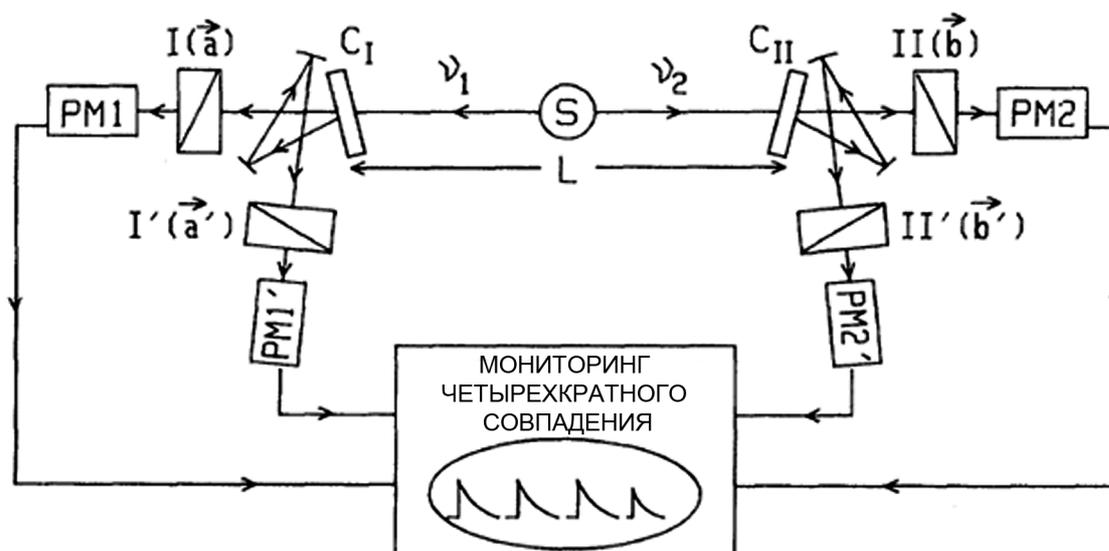


Рис. 7.3. Схема эксперимента А. Аспэ

Таким образом, классические представления о том, что наблюдаемые свойства системы существуют еще до измерения, оказываются неверными: измерение лишь устраняет незнание наблюдателя о том, что именно эти свойства имеют место в реальности. При квантовых измерениях свойства подсистемы могут не существовать до измерения вообще. Результаты показали, что микросистемам нельзя приписывать состояния как объективно существующие и не зависящие от проводимых измерений.

Опыты группы А. Аспэ продемонстрировали феномен «квантовой не-локальности»: измерение над одной из подсистем определяет и результат измерения над второй подсистемой, которое проводится в тот же момент времени в другой пространственной точке. Два события, то есть измерения над двумя объектами, могут быть разделены пространственно-подобным интервалом, и тем не менее одно из событий предопределяет другое.

Л. Манделем и его сотрудниками в 1982 г. были проведены эксперименты [134], также показавшие нарушение неравенства Белла. Эти эксперименты по проверке неравенства Белла были основаны на двухфотонной вниз-конверсии в нелинейном кристалле, то есть параметрическом распаде одного фотона на другом. Поляризации двух фотонов устанавливаются ортогональными, и фотоны смешиваются на делителе пучка. Схема этого эксперимента по проверке неравенства Белла показана на рисунке 7.4 [134, с. 50].

Ультрафиолетовое излучение накачки UF падает на нелинейный кристалл дигидрофосфата калия KDP, и в процессе спонтанного параметрического преобразования частоты «вниз» образуются сигнальные (signal) и холостые (idler) фотоны. Будучи ортогонально поляризованными, эти фотоны подаются на два входа (50/50 %) – делителя пучка, тогда как линейные поляризаторы, ориентированные под углами θ_1 и θ_2 , за которыми следуют детекторы D1 и D2, помещаются около двух выходов.

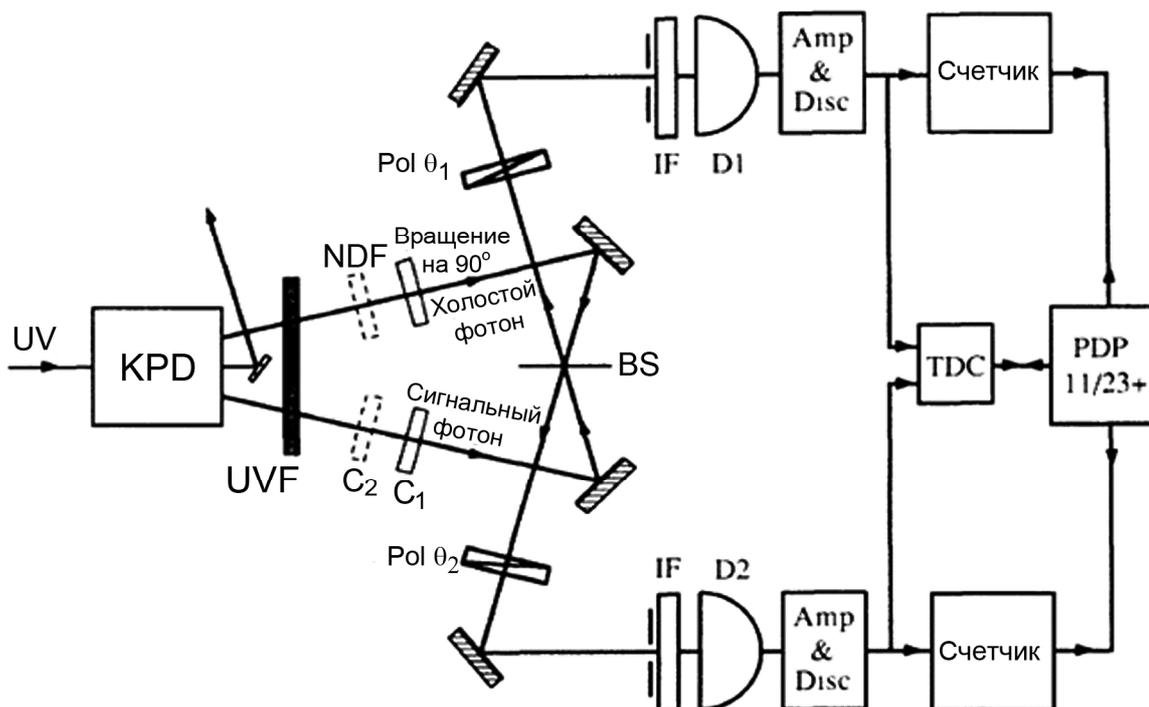


Рис. 7.4. Схема эксперимента Манделя по проверке неравенства Белла

Если для вырожденного параметрического процесса ($\nu_i = \nu_s$) выполняется условие фазового синхронизма (выполняется сохранение импульса), сигнальные и холостые фотоны выходят под малыми углами к пучку накачки. Эти фотоны являются линейно поляризованными, и их векторы напряженности электрического поля направлены перпендикулярно плоскости рисунка 7.4.

Холостые фотоны проходят через 90° – вращатель поляризации, тогда как сигнальные фотоны проходят через компенсирующую стеклянную пластинку C_1 для создания одинаковой задержки во времени. Затем два пучка с противоположных сторон падают на светоделитель BS, что приводит к образованию двух пучков, состоящих из смешанных сигнальных и холостых фотонов. Эти пучки проходят через линейные поляризаторы, устанавливаемые под регулируемыми углами θ_1 и θ_2 , и попадают на два фотодетектора D1 и D2. После этого фотоны попадают на усилитель и дискриминатор Amp&Disc и направляются на схему совпадений TDS&PDP. Совместный счет фотонов Counter&Counter является мерой совместной вероятности $P_{12}(\theta_1, \theta_2)$ того, что детекторами регистрируются оба фотона после двух линейных поляризаторов при различных значениях θ_1 и θ_2 .

В результате этого эксперимента Манделя было показано, что нарушается не только неравенство Белла, но и предсказания для совместной вероятности, полученные в рамках классической волновой теории. Авторы на основании этого сделали заключение, что в этом эксперименте невозможно описывать свет ни как классическое поле, ни как поток фотонов. Главное же

заключение констатировало, что неравенство Белла нарушается с достоверностью на шесть стандартных отклонений и, следовательно, нельзя подтвердить локальную теорию скрытых параметров.

Подтверждение нелокальности квантового мира было получено и в условиях, когда различие между теориями возникает не только в статистических предсказаниях, как в эксперименте Аспэ, но и в каждом отдельном событии. Исследователи группы А. Цайлингера в 1989–1990 гг. показали [135], рассматривая трехчастичные корреляционные эксперименты, что результаты теории «скрытых параметров» и квантовой механики полностью противоречат друг другу. В отличие от теоремы Белла, в таком подходе неравенства просто отсутствуют, как это следует даже из названия статьи; получаются равенства, а предсказания теории «скрытых параметров» и квантовой механики просто однозначно различны.

Опытным подтверждением квантовой нелокальности стал также эксперимент [136], проведенный в 2000 г. группой Цайлингера. Исследовались трехчастичные запутанные состояния Гринбергера – Хорна – Цайлингера (ГХЦ-состояния), которые позволяют дать достоверный результат по проверке локального реализма. В этом эксперименте в качестве элементов реальности рассматривались циркулярные поляризации фотонов.

Эксперименты подтверждают, что поляризацию фотонов для ГХЦ-состояний нельзя разделить на части и сопоставить с отдельными элементами реальности. По спиновым степеням свободы система составляет единое целое. Утверждения локальной объективной теории оказываются несправедливыми.

Эксперименты по квантовой нелокальности были проведены не только с состояниями, запутанными по поляризации, но также и по времени, по импульсам и т. д., и все они подтвердили наличие нелокальности на фундаментальном уровне реальности.

После того как Белл сформулировал свою теорему, стало очевидным, что квантовая механика несовместима с локальным реализмом. В настоящее время нарушение неравенства Белла (или его аналогов, таких как ГХЦ-систем) считается одним из основных факторов, свидетельствующих о наличии значительных квантовых корреляций в системе и, как следствие, невозможности описания такой системы в рамках классического подхода. Наличие запутанности в системе является необходимым условием для нарушения неравенства Белла.

Физических экспериментов по проверке локального реализма было проведено достаточно много, и все они опровергают положения «объективной локальной теории», свидетельствуя в пользу нелокальности квантовой реальности. Было поставлено много экспериментов, доказавших невозможность скрытых параметров и, следовательно, подтвердивших полноту квантовой механики в обсуждаемом смысле.

В последующие годы интересы как экспериментаторов, так и теоретиков сместились в сторону прикладных исследований и технического применения нелокальных квантовых корреляций. Значительные усилия в последние десятилетия были направлены на то, чтобы понять роль запутанных состояний в природе, на возможность их практического применения в качестве принципиально нового нелокального ресурса в технических устройствах.

Около 50 лет назад обсуждаемые вопросы считались в основном философскими, хотя, конечно, и имеющими отношение к пониманию «устройства» микромира. За последние 30 лет, однако, базовые понятия квантовой суперпозиции и квантового перепутывания оказались ключевыми составляющими в новых системах квантовой коммуникации и квантовых вычислений. Так, белловские состояния, или, иначе, ЭПР-состояния, являются «рабочим инструментом» физики квантовой информации [137, 138].

7.4. Запутанные состояния

В последние десятилетия дискуссия о методологических основах квантовой механики ведется с привлечением понятия *запутанных* (перепутанных, сцепленных) *состояний* (англ. *entangled states*).

Понятие запутанных состояний было введено Э. Шрёдингером в 1936 г. в статье «Современное состояние квантовой механики» [129], а также в статье [139]. Появление этих методологических статей было вызвано работой А. Эйнштейна, Б. Подольского и Н. Розена «Может ли квантово-механическое описание реальности быть полным?» [130].

Шрёдингер отмечает следующие основные методологические проблемы измерения над квантовыми системами:

- 1) квантовые состояния описываются линейной суперпозицией базисных состояний;
- 2) результаты измерений зависят от относительных фаз амплитуд в суперпозиции, зависят от интерференции состояний;
- 3) полное знание о состоянии всей системы не соответствует такому же полному знанию о состоянии ее подсистем или частей – именно таким образом Шрёдингер вводит понятие о запутанности состояний подсистем в полной системе;
- 4) неизвестное состояние системы нельзя клонировать, нельзя наблюдать (измерять) состояние без того, чтобы не возмутить систему.

Запутанные состояния необходимы для описания состояния совокупной системы, образованной из нескольких частей, даже если эти части разнесены в пространстве, то есть делокализованы. Примером запутанных состояний может служить состояние поля и летящего атома: пусть атом влетает в область взаимодействия с полем; после взаимодействия атом и поле оказываются разнесенными в пространстве, однако состояние общей системы оказывается перепутанным по каким-либо параметрам, а время жизни такого перепутанного

состояния может оказаться много бóльшим, чем время взаимодействия. Другим примером запутанного состояния может являться состояние, образованное двумя однофотонными пучками с различающимися волновыми векторами. Любое состояние такой фотонной пары будет иметь вид суперпозиции четырех возможных поляризационных базисных состояний. При этом каждое из этих перепутанных состояний обладает свойством: как только при каком-либо измерении один из фотонов проецируется на состояние с определенной поляризацией, так поляризация фотона из другого пучка становится также определенной. Именно такой феномен не воспринимал Эйнштейн: измерение над одной частицей не может «влиять» на состояние другой частицы, тем более «влиять» мгновенно.

Квантовая запутанность возникает в системе, состоящей из двух и более взаимодействующих подсистем, и представляет собой суперпозицию различных состояний. Части общей системы могут быть разделены в пространстве или разнесены во времени. В таких системах изменение одной части системы в тот же момент времени сказывается на остальных ее частях, даже если они разделены в пространстве или по времени, или иначе, имеет место свойство квантовой нелокальности.

Имеется несколько способов создания источников запутанных состояний. Можно создать такой источник, в котором изначально квантовые состояния уже будут иметь свойство неразличимости: это можно реализовать, например, при распаде частицы со спином 0 на две частицы со спином 1/2 с сохранением внутреннего момента импульса [117]. Тогда спины возникающих частиц должны быть противоположными. При этом если отсутствует механизм селекции состояний непосредственно у источника, то появляющееся состояние квантовой запутанности по спинам будет описываться как

$$\Psi_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\uparrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1 |\uparrow\rangle_2 \right),$$

где символ $|\uparrow\rangle_1$ указывает на то, что частица 1 имеет спин с ориентацией «вверх» и т. п.

Другой пример создания источника запутанных состояний – это явление спонтанного параметрического рассеяния света на нелинейном кристалле: спонтанный распад фотонов при нелинейных взаимодействиях впервые теоретически был предложен Д. Н. Клышко [140, 141]. Особым примером таких процессов является процесс спонтанного параметрического преобразования частоты «вниз»: на входе в среду изначально имеется лишь одно поле; из-за нелинейности среды и присутствия поля накачки происходит спонтанное рождение двух фотонов в других модах с частотами, удовлетворяющими законам сохранения энергии и импульса. В этом случае возникает перепутывание по поляризациям.

Третий способ получить перепутанное состояние – это спроектировать неперепутанное состояние на перепутанное.

Примером запутанных состояний может являться система, состоящая из двух частиц, которая в какой-то момент времени распадается на две частицы, которые оказываются разнесенными в пространстве. Для такого запутанного состояния значение какой-либо физической величины (например, проекции спина электрона на какую-то ось или поляризации фотона) не определено ни для одной из подсистем – определенное значение имеет величина, характеризующая систему в целом, например суммарный спин. Однако если произведено измерение над одной из подсистем и определено значение выбранной физической величины, то с достоверностью будет известно значение этой физической величины и для другой подсистемы. С позиций квантовой механики эту связанную систему можно описать волновой функцией. Когда взаимодействие прекращается, и частицы разлетаются очень далеко, их по-прежнему будет описывать та же функция. Но состояние каждой отдельной частицы в системе неизвестно. И только когда одна из них попадает в детектор, регистрирующий ее параметры, у другой появляются соответствующие характеристики. При этом характеристики второй частицы будут строго коррелированы с измеренными характеристиками первой частицы. Простейшей классической иллюстрацией такого феномена может быть, например, разорвавшийся на две части снаряд: если до взрыва он был неподвижен, суммарный импульс его осколков равен нулю. «Поймав» один осколок после взрыва и измерив его импульс, из закона сохранения импульса можно без измерения мгновенно назвать величину импульса второго осколка, как бы далеко он ни улетел. Разумеется, эта классическая иллюстрация носит ограниченный характер, явление же квантовой нелокальности значительно сложнее.

Казалось бы, нарушается принцип причинности: следствие и причина не разделены временем, если понимать время как способ организации последовательности событий. Поэтому Эйнштейн – Подольский – Розен оценивали свою чисто теоретическую, но тем не менее жестко формализованную модель как неприложимую к практике, эксперименту. Это состояние противоречия теории и видимой физической реальности длилось около 30 лет, хотя Н. Бор и многие другие физики полагали, что никакой проблемы здесь вообще нет. Действительно, в рамках классического подхода после того, как система распалась на составные части, никакое воздействие на одну из частей не может изменить состояние другой части, если частицы не взаимодействуют. И более того, поскольку скорость распространения сигнала не может превышать скорости света, то при определенных условиях, в рамках классического подхода, воздействие на одну часть системы никаким образом не может повлиять на другую часть системы. В математическом виде это утверждение было сформулировано Д. Беллом в 1964 г. в виде так называемых неравенств Белла, нарушение которых означает невозможность описать систему классическим образом и свидетельствует в пользу квантовой механики.

Запутанность – это особый тип взаимосвязи между составными частями квантовой системы, у нее нет аналога в классической физике. Такую квантовую систему нельзя разделить на отдельные, полностью самостоятельные и независимые части. В других терминах состояние сцепленности является несепарабельным (неразделимым). Запутанность и несепарабельность – это тождественные понятия.

Проиллюстрируем на простом примере процесс «приготовления» запутанных состояний (рис. 7.5), рассмотренный в двенадцатой лекции С. П. Кулика [137]. Рассмотрим источник, испускающий пары частиц так, что одна из них 1 летит налево, а другая 2 – направо. Потребуем, чтобы сохранялась сумма импульсов частиц. Каждая частица может полететь или вверх – состояние $|0\rangle$, или вниз – состояние $|1\rangle$. Поскольку сумма импульсов частиц сохраняется, то если первая частица полетела налево вниз, тогда вторая полетит направо вверх, и наоборот: если первая частица полетела налево вверх, то вторая вынуждена полететь направо вниз. Полное сцепленное состояние, которое «приготавливает» источник, записывается в виде суперпозиции двух «возможностей»:

$$|\Psi\rangle_{1,2} = C_1|0\rangle_1|1\rangle_2 + C_2|1\rangle_1|0\rangle_2.$$

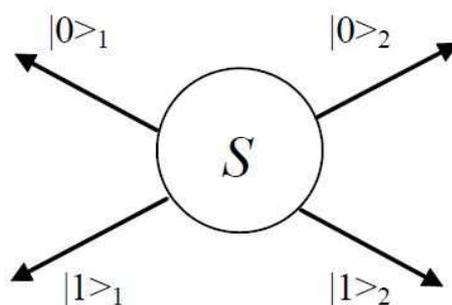


Рис. 7.5. Иллюстрация к процедуре приготовления запутанных состояний

Коэффициенты C_i ($i = 1, 2$) – это комплексные амплитуды двух исходов. Физический смысл приготовления состоит в следующем: величины $|C_i|^2$ определяют вероятности обнаружить пару частиц в состояниях $|0\rangle_1|1\rangle_2$ (первая частица – вверх, вторая – вниз), либо $|1\rangle_1|0\rangle_2$ (вторая частица – вверх, первая – вниз).

С точки зрения формализма перепутанными считаются состояния сложной системы, которые не могут быть представлены в виде произведения волновых функций, описывающих ее части по отдельности.

В качестве традиционных источников запутанных состояний используются процессы каскадного распада атомных возбуждений и параметрического рассеяния света в нелинейных кристаллах. При использовании таких процессов создаются фотонные пары с запутанными состояниями

поляризации, которыми затем управляют с помощью линейных оптических устройств, таких как, например, зеркала и поляризаторы.

Явление запутанности квантовых состояний было продемонстрировано в многочисленных экспериментах. Первые наблюдения по двухфотонной интерференции были выполнены в 1983 г. группой Л. Манделя [142]. Принципиальная схема эксперимента приведена на рисунке 7.6.



Рис. 7.6. Принципиальная схема создания и фиксации запутанных состояний фотонов [143, с. 501]

Перепутанная пара фотонов в источнике создается, например, при двухкаскадном переходе в атоме. Перепутанные фотоны покидают атом в противоположных направлениях вдоль оси z в синглетном состоянии, причем фотоны поляризованы ортогонально. Каждый из фотонов, рассмотренный по отдельности, при этом не поляризован. Пусть на пути этих фотонов поставлены линейные поляризаторы, наклоненные к оси x под углами θ_1 и θ_2 соответственно. Впоследствии эти фотоны попадают на два фотодетектора – D_1 и D_2 . Измеряя вероятности различных процессов, можно исследовать запутанные состояния.

Фотоны могут обладать двумя состояниями поляризации, отвечающими двум возможным проекциям спина – вдоль и против направления движения. Вид поляризации света определяет плоскость колебаний электрического поля электромагнитных волн. Существуют так называемые анализаторы (специальные кристаллы), способные пропускать кванты только с определенной поляризацией. Поскольку различные состояния поляризации находятся в суперпозиции, то с помощью такого кристалла можно выделять те или иные ее компоненты. Если подобный кристалл поставить по ходу одного из лучей и вращать его относительно оси луча, то интерференционная картина будет меняться из-за изменения соотношения между компонентами суперпозиции. Подобные действия в данном эксперименте приведут к изменению вероятностей регистрации фотонов (одного или двух) каждым из детекторов. Таким образом, два пучка были пространственно разнесены на достаточно большое расстояние, и на одном из них с помощью анализатора менялись соотношения между компонентами суперпозиции. В силу таких манипуляций интерференционная картина будет изменяться. Подобные связи между частицами называют квантовыми корреляциями, а состояния участвующих в них частиц – запутанными.

В эксперименте Манделя и сотрудников запутанные состояния пар фотонов возникали в ходе расщепления исходного кванта на нелинейном кристалле, а лазер был необходим для создания совершенно идентичных по своим характеристикам фотонов.

Работы группы Л. Манделя так же, как и другие пионерские работы, явились основанием для развития новой междисциплинарной области – физики квантовой информации.

Наличие несепарабельных состояний – это естественное следствие основного принципа квантовой механики, принципа суперпозиции состояний.

Таким образом, несепарабельные состояния отдельной системы никакими ухищрениями типа статистической (ансамблевой) интерпретации невозможно свести к привычным классическим представлениям и сепарабельным состояниям.

В квантовой теории известен принцип несепарабельности: если две системы взаимодействовали в прошлом, то в общем случае невозможно приписать один вектор состояния любой из двух подсистем.

Принцип несепарабельности – самый общий, и обычно мы имеем дело с целым набором самых различных взаимодействий с окружением, при этом отдельным взаимодействиям соответствует своя степень квантовой запутанности (несепарабельности). Вот почему в «игру» вступают относительные величины квантовой запутанности. Для сильных классических взаимодействий сепарабельность выше, поэтому хорошо работает приближение, не принимающее во внимание квантовую запутанность в классической физике. Однако подсистемы могут находиться в сепарабельном состоянии по одним степеням свободы, но являться несепарабельными по другим степеням свободы.

В настоящее время под «квантовой системой» в общем случае понимается любая система, описываемая в терминах «вектора состояния», «матрицы плотности» и т. д. Это наиболее полное описание. А классическая физика для макросистем – лишь частный случай квантового описания, предельный случай, когда пренебрегают несепарабельностью. Вся классическая физика – это сепарабельное описание.

Несепарабельные (запутанные) состояния не имеют никакого аналога в классической физике. Они никак не могут быть ею объяснены и описаны. Вообще же чистых сепарабельных состояний вокруг нас нет – все когда-то образовалось, вероятно, из единого источника, однако методами квантовой теории можно описывать неотделимые состояния как отделимые, пренебрегая запутанностью, обнуляя недиагональные элементы в матрице плотности. Так и получается формализм классической физики.

Полная несепарабельность – это максимальная запутанность рассматриваемой системы с окружением по всем степеням свободы, что означает полную нелокальность объекта. Если объекты локализованы, то по каким-то степеням свободы мы можем записать сепарабельный вектор состояния

(диагональную матрицу плотности), взяв в качестве базисных векторов сепарабельные собственные состояния. Например, запутанную по спинам пару частиц можно описать двумя различными векторами состояния: один вектор – в координатном представлении. В этом случае частицы будут сепарабельны по координатам, и с каждой частицей сопоставляется свой вектор состояния (тоже в координатном базисе). В то же время мы можем записать вектор состояния этой пары частиц в спиновом представлении, в базисе по спиновым степеням свободы. Тогда система будет несепарабельна по этим степеням свободы, и мы уже не сможем записать векторы состояния для каждой частицы в этом базисе.

Когда квантовая теория обогатилась пониманием того, что квантовая запутанность – это обычная физическая величина и с ней можно работать как с другими физическими величинами, такими как энергия, масса и т. д., возникла необходимость в ее количественном описании. Запутанные состояния нужно было охарактеризовать по величине (степени) запутанности. Одним из первых такую количественную характеристику, то есть меру запутанности, ввел в 1996 г. Ч. Беннет с соавторами.

В зависимости от величины квантовой запутанности (она изменяется от нуля до единицы) система может состоять из отделимых локальных частей, которые слабо связаны друг с другом. В этом случае мера запутанности близка к нулю. Если же система составляет единое неразделимое целое, то мера запутанности равна единице. Это нелокальное состояние, и тогда в системе нет никаких классических объектов.

Разделить на строго независимые части можно систему, части которой находятся в сепарабельном (незапутанном) состоянии (мера запутанности равна нулю). Такое разделение возможно только в том случае, если части системы никогда не взаимодействовали друг с другом.

Вообще любой объект, который взаимодействует со своим окружением, находится с ним в запутанном состоянии. Величина запутанности зависит от интенсивности взаимодействия. Так, управляя взаимодействием с окружением, можно манипулировать мерой квантовой запутанности между составными частями системы. Например, замкнутая система может находиться в максимально запутанном состоянии и не будет иметь внутри себя локальных (классических) составных частей (подсистем). Но если она начинает взаимодействовать с окружением, то мера запутанности между ее подсистемами постепенно уменьшается, и они «проявляются» в виде локальных объектов. При наличии взаимодействия с окружением суперпозиция разрушается, и проявляется то или иное локальное состояние в зависимости от типа взаимодействий. Этот физический процесс называется декогеренцией (процесс перехода чистого состояния в смешанное). Другой стороной этого процесса является возрастание меры запутанности системы с окружением. Оно будто растаскивает в раз-

ные стороны части того, что раньше было единым целым, придает им определенную форму, и они становятся видимыми, различимыми с нашей привычной, классической точки зрения.

Существует и обратный процесс – запутанность можно «концентрировать», увеличивать. Этот процесс называется рекогеренцией.

Декогеренция и рекогеренция – это одни из самых фундаментальных физических процессов в окружающей реальности. Процесс декогеренции лежит в основе всех известных классических взаимодействий (гравитационного, электромагнитного и т. д.), которые можно считать лишь его следствием. Различные виды взаимодействий в этом плане рассматриваются как отдельные каналы декогеренции. Взаимодействия могут быть любые – все, которые сопровождаются изменением состояния системы.

В физических экспериментах можно изучать различные типы взаимодействий непосредственно в аспекте декогеренции. Это, например, делалось в экспериментах [144] группы А. Цайлингера в 2004 г. Исследовался процесс декогеренции по одному из каналов взаимодействия с окружением за счет теплового излучения. Эти процессы являются фундаментальными, они характерны не только для микрочастиц, но и для любых объектов, в том числе и для макроскопических тел. Декогеренция тепловым излучением – общий механизм, который относится ко всем макроскопическим телам. В определенном методологическом смысле можно предположить, что весь классический мир возник из первородного квантового состояния в результате декогеренции.

7.5. Квантовая телепортация

Интересно, что предсказание эффекта квантовой телепортации было сделано А. Эйнштейном при его попытках доказать неполноту квантовой механики. Возражая против квантовой теории, Эйнштейн придумал знаменитый парадокс, опубликованный им в 1935 г. в соавторстве с Б. Подольским и Н. Розеном (ЭПР-парадокс). Сначала Эйнштейн утверждал, что квантовая механика несостоятельна; позже он настаивал на том, что квантовая механика не удовлетворяет условию полноты. В своей статье 1935 г. Эйнштейн, Подольский и Розен рассматривали квантовые системы, состоящие из двух частиц; координаты и импульсы каждой частицы не определены, но сумма их координат (положение центра масс) и разность их импульсов (импульс центра масс системы) определены точно. Следовательно, измерение координаты и импульса, например, частицы 1 немедленно придает частице 2 точное значение ее координат и импульса без взаимодействия с этой частицей. Исходя из того, что частицы 1 и 2 могут быть разнесены на произвольные расстояния, они предполагали, что измерение частицы 1 не может в действительности повлиять на частицу 2 (условие локальности). Таким образом, свойства частицы 2 не должны зависеть от измерения, произведенного над частицей 1. Возражения Бора сводились к тому, что две частицы в ЭПР-системе всегда

являются частями одной квантовой системы и, следовательно, измерение над одной из частиц меняет возможные предсказания, которые можно сделать для всей системы, а значит и для второй частицы.

Этот парадокс и послужил впоследствии основой для открытия явления квантовой «телепортации». Сформулировав свой парадокс, Эйнштейн считал, что доказал неполноту квантовой теории. Однако, как выяснилось уже после смерти Эйнштейна, все было не так. То, на что указывал Эйнштейн, не было слабым местом квантовой механики – напротив, это оказалось одним из поразительнейших ее следствий. Оказалось, что понятие классической реальности неприменимо в квантовой теории.

Вообще «телепортация» – это термин, взятый из научной фантастики и означающий мгновенную транспортировку материального объекта из одной пространственной точки в другую. Однако квантовая телепортация отнюдь не означает возможности перемещения материального объекта. На самом деле речь идет о переносе состояния с одной частицы на другую независимо от того, как далеко друг от друга они находятся. Термины «передача сигнала» или «передача информации» в данном случае не очень удачны – ничто никуда здесь не передается и не перемещается из одного места в другое. Более правильным является представление, что система по одним степеням свободы может быть сепарабельна (например, по пространственным координатам) и разделена на части, находящиеся в разных пространственных областях, а по другим (спиновым) – нет. В последнем случае система будет составлять единое целое, и спины станут изменяться согласованно, квантово-коррелировано, на каком бы расстоянии друг от друга не находились эти частицы. При этом никакие сигналы никуда не передаются. Спины частиц в случае запутанного состояния не разнесены в пространстве и не существуют самостоятельно в качестве отдельных элементов реальности, они как бы находятся в одном месте. Поэтому о каком-либо перемещении информации говорить бессмысленно. Недоразумения здесь возникают в силу укоренившихся предубеждений, когда мы по привычке начинаем рассуждать, как «локальные реалисты», о том, что если два объекта отделены друг от друга, то каждый из них несет в себе все свои внутренние характеристики. На самом деле это далеко не так. В какой-то своей части, по отдельным степеням свободы, объекты могут оставаться неразделенными, что со всей убедительностью подтверждается физическими экспериментами.

Хотя явление квантовой телепортации было предсказано еще до Второй мировой войны, однако первая принципиальная схема эксперимента по реализации такого феномена была предложена только в 1993 г. Ч. Беннетом и Ж. Brassаром с соавторами [145], сотрудниками исследовательского центра IBM. Тогда же ими был введен и термин «квантовая телепортация».

Группой Ч. Беннетта было показано, что в принципе сцепленные частицы могут служить своего рода «транспортном». Посредством присоединения третьей, «информационной» частицы к одной из сцепленных частиц можно передавать ее свойства другой, причем даже без измерения этих свойств.

Экспериментальная реализация ЭПР-канала была осуществлена тремя группами: группой А. Цайлингера [146] (1997 г.), группой де Мартини [147] (1998 г.) и группой Яньхуа Ши [148] (2001).

Рассмотрим схему квантовой телепортации, представленную на рисунке 7.7.

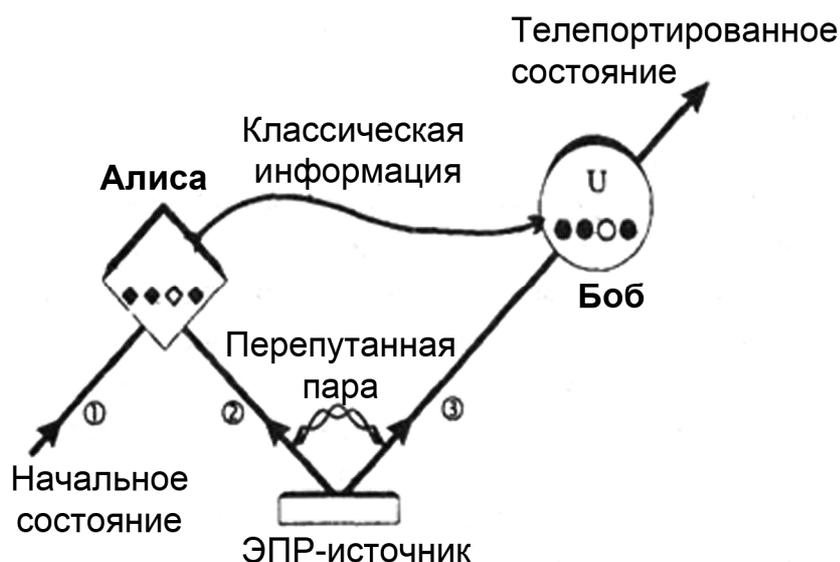


Рис. 7.7. Протокол квантовой телепортации [138, с. 77]

Пусть Алисе и Бобу посылаются по одному фотону из пары запутанных фотонов. Алиса имеет у себя частицу (фотон) в (неизвестном ей) состоянии A (см. рис. 7.7). Фотон из пары и фотон Алисы взаимодействуют («зацепляются»), Алиса производит измерение и определяет состояние системы из двух фотонов, оказавшейся у нее. Естественно, первоначальное состояние A фотона Алисы при этом разрушается. Однако фотон из пары запутанных фотонов, оказавшийся у Боба, переходит в состояние A . В принципе, Боб даже не знает при этом, что произошел акт телепортации, поэтому необходимо, чтобы Алиса передала ему информацию об этом обычным способом. Пусть у Алисы есть частица в определенном квантовом состоянии – кубит $\psi_1 = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, где $|0\rangle$ и $|1\rangle$ – два ортогональных состояния с комплексными амплитудами α и β , связанные условием нормировки $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Алисе нужно передать Бобу это квантовое состояние, но она не может доставить частицу непосредственно. Как известно из квантовой механики, любое квантовое измерение, выполненное Алисой над ее частицей, неминуемо разрушит квантовое состояние без получения полной информации, необходимой Бобу для воссоздания исходного состо-

яния. Для передачи квантового состояния необходимо использовать вспомогательную ЭПР-пару перепутанных частиц 2 и 3. Частица 2 вручается Алисе, а частица 3 посылается Бобу. Пусть пара частиц 2 и 3, распределенная между Алисой и Бобом, находится в перепутанном состоянии $|\psi_{23}\rangle = \{|0_2\rangle|1_3\rangle - |1_2\rangle|0_3\rangle\}$.

Важное свойство этого перепутанного состояния заключается в том, что, как только измерение одной из частиц проецирует ее определенное состояние, которое может быть любой нормированной линейной суперпозицией состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$, другая частица должна оказаться в ортогональном состоянии. Специфическое фазовое соотношение между двумя членами в правой части подразумевает, что утверждение об ортогональности не зависит от базиса, выбранного для поляризационного измерения.

Таким образом, у Алисы находится квантовая система – частица 1 в начальном состоянии, которое она хочет передать Бобу. Алиса и Боб имеют также по одной частице из вспомогательной пары частиц 2 и 3, испущенной ЭПР-источником. Затем Алиса выполняет совместное измерение состояния Белла над начальной частицей и имеющейся у нее частицей из вспомогательной пары. Результатом измерения является проектирование обеих частиц в перепутанное состояние. Под измерением белловских состояний подразумевается не столько акт физической регистрации частиц, сколько некая операция, в результате которой готовится перепутанное состояние двух частиц, то есть одно из четырех состояний Белла:

$$\begin{aligned} |\Psi^+\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1|1\rangle_2 + |1\rangle_1|0\rangle_2), \\ |\Psi^-\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1|1\rangle_2 - |1\rangle_1|0\rangle_2), \\ |\Phi^+\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1|0\rangle_2 + |1\rangle_1|1\rangle_2), \\ |\Phi^-\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1|0\rangle_2 - |1\rangle_1|1\rangle_2). \end{aligned}$$

После этого Алиса посылает Бобу по классическому каналу связи результат своего измерения, Боб выполняет унитарное преобразование над другой (своей) частицей вспомогательной пары; эта частица теперь имеет в точности такое же состояние, как и у начальной частицы. В случае квантовой телепортации кубита Алиса выполняет проекционное измерение в четыре ортогональных состояния (белловские состояния), которые образуют полный базис. Сообщение Бобу результата измерения Алисы, то есть два бита классической информации, дает ему возможность воссоздать начальный кубит. Хотя первоначально частицы 1 и 2 не являются перепутанными, их совместное поляризационное состояние может всегда быть представлено в суперпозиции четырех максимально перепутанных состояний Белла, по-

сколько эти состояния образуют полный ортонормированный базис. Общее состояние частицы 3 записывается в виде:

$$\begin{aligned}
 |\Psi\rangle_{123} &= |\Psi\rangle_1 |\Psi\rangle_{23} = \\
 &= \frac{1}{2} \left[|\Psi^-\rangle_{12} (-\alpha|0\rangle_3 - \beta|1\rangle_3) + |\Psi^+\rangle_{12} (-\alpha|0\rangle_3 + \beta|1\rangle_3) + \right. \\
 &\quad \left. + |\Phi^-\rangle_{12} (\alpha|1\rangle_3 + \beta|0\rangle_3) + |\Phi^+\rangle_{12} (\alpha|1\rangle_3 - \beta|0\rangle_3) \right].
 \end{aligned}$$

Теперь Алиса выполняет измерение белловских состояний частиц 1 и 2, то есть проецирует две находящиеся у нее частицы в одно из четырех состояний Белла. В результате этого измерения оказывается, что частица Боба будет обнаружена в состоянии, которое в точности соответствует начальному состоянию. Например, если измеренное Алисой состояние Белла совпадает с $|\Phi^-\rangle_{12}$, то частица 3, находящаяся у Боба, находится в состоянии $-\alpha|1\rangle_3 + \beta|0\rangle_3$. Все, что должна сделать Алиса, – это проинформировать Боба через классический канал связи о результате ее измерения, а Боб должен выполнить соответствующее унитарное преобразование над частицей 3, чтобы получить начальное состояние частицы 1. Этим завершается протокол квантовой телепортации.

На рисунке 7.8 приведена схема экспериментальной установки по квантовой телепортации для передачи состояния поляризации фотона.

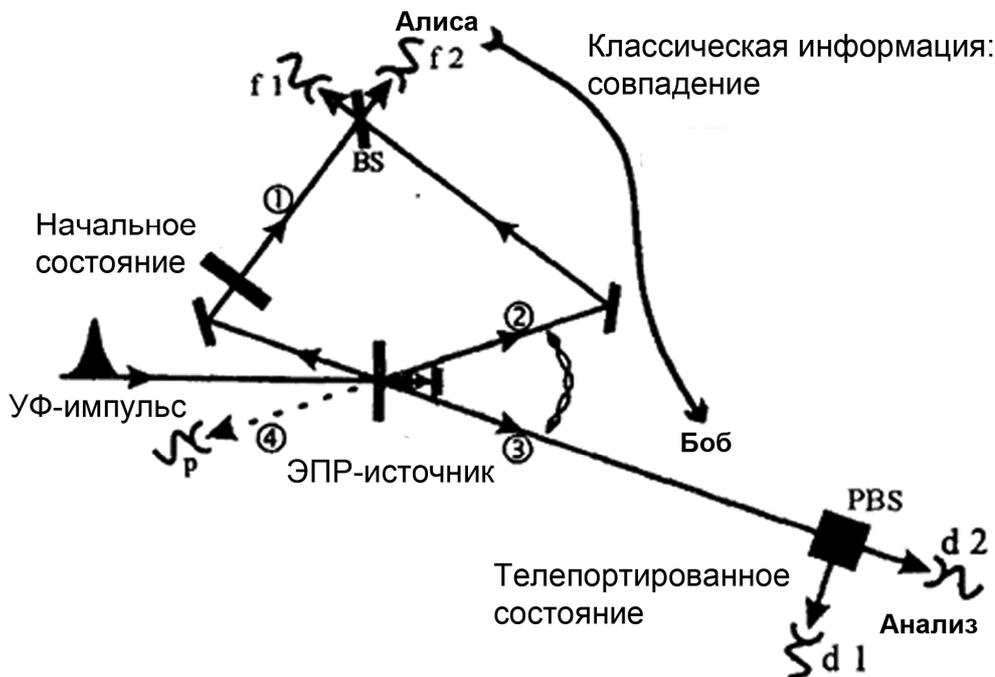


Рис. 7.8. Схема экспериментальной установки по квантовой телепортации состояния фотона [138, с. 96]

Импульс ультрафиолетового лазера, проходя через кристалл в результате спонтанного параметрического рассеяния, образует пару перепутанных фотонов 2 и 3. После отражения во время повторного прохода через тот же кристалл импульс дает другую пару фотонов, один из которых будет использован для приготовления начального состояния фотона 1. Поляризационное состояние этого фотона 1 и предназначено для телепортации. Другой фотон служит в качестве индикатора, сигнализирующего о том, что состояние телепортируемого фотона присутствует в схеме. Алиса наблюдает за совпадениями в светоделителе S , где перемешиваются начальный фотон 1 и один из вспомогательных.

Боб после получения классической информации о том, что Алиса зарегистрировала совпадение отсчетов детектора f_1 и f_2 , что идентифицирует белловское состояние $|\Psi^-\rangle_{12}$, знает, что его фотон 3 имеет точно такое же состояние, как и исходный фотон 1. Он может проверить это, используя поляризационный анализ, проводимый при помощи поляризационного делителя PBS и детекторов d_1 и d_2 . Детектор P обеспечивает информацию о том, что фотон 1 действительно присутствует в схеме.

Ход эксперимента и его результаты заключаются в следующем [138, с. 98–101]. Фотон 1 приготавливался с заданным состоянием поляризации под углом 45° . Телепортация должна происходить, как только фотоны 1 и 2 детектируются в состоянии $|\Psi^-\rangle_{12}$. Это означает, что если регистрируется совпадение отсчетов между детекторами f_1 и f_2 , то есть фотоны 1 и 2 проектируются в состояние $|\Psi^-\rangle_{12}$, то фотон 3 должен оказаться поляризованным под углом 45° . Поляризация фотона 3 анализируется при прохождении через поляризационный светоделитель, выделяющий поляризации $+45^\circ$ и -45° . Для демонстрации телепортации необходимо, чтобы только детектор d_2 , находящийся в выходной моде поляризационного светоделителя « $+45^\circ$ », зарегистрировал фотон, как только произойдет совпадение отсчетов между f_1 и f_2 . Детектор d_1 , расположенный в моде « -45° », при этом не должен регистрировать фотон. Поэтому запись тройного совпадения $d_2 - f_1 - f_2$ (анализ « $+45^\circ$ ») вместе с отсутствием тройного совпадения $d_1 - f_1 - f_2$ (анализ « -45° ») служит доказательством того, что поляризация изначального фотона 1 была передана фотону 3. Для того чтобы удовлетворить условию неразличимости фотонов 1 и 2, время прихода фотона 2 варьировалось посредством внесения задержки между первым и вторым актами спонтанного излучения пар фотонов. Это достигалось с помощью перемещения отражающего зеркала. Телепортация должна происходить внутри области временного перекрытия фотонов 1 и 2. Вне этой области фотоны 1 и 2 независимо попадают либо в детектор f_1 , либо в детектор f_2 . Вероятность получения совпадения между этими детекторами составляет 50%. Это значение вдвое превышает вероятность внутри области телепорта-

ции, так как только компонент $|\Psi^-\rangle$ двухфотонного состояния, попадающего на светоделитель, будет приводить к совпадениям. Поскольку фотон 2 является частью перепутанного состояния, он сам по себе не имеет поляризации, и совместное состояние фотонов 1 и 2 составляет равновесную суперпозицию всех четырех белловских состояний независимо от состояния фотона 1. Фотон 3 также не должен проявлять поляризационных свойств, так как он перепутан с фотоном 2. Поэтому оба детектора d_1 и d_2 имеют 50%-ю вероятность регистрации фотона 3. Эти аргументы указывают на 25%-ю вероятность событий как для « -45° -анализа» (совпадения $d_1 - f_1 - f_2$), так и для « $+45^\circ$ -анализа» (совпадения $d_2 - f_1 - f_2$) вне области телепортации.

На рисунках 7.9 и 7.10 [138, с. 99–100] показаны теоретические предсказания и экспериментальные результаты корреляции между двумя детекторами в анализаторе состояний Белла (f_1 и f_2) и одним из детекторов, анализирующим телепортируемое состояние.

Признак телепортации поляризационного состояния фотона ($+45^\circ$) – это провал до нуля скорости счета тройных совпадений при нулевой задержке в « -45° -анализе» ($d_1 - f_1 - f_2$) и постоянный уровень сигнала при « $+45^\circ$ -анализе» ($d_2 - f_1 - f_2$). Затененная область обозначает область телепортации. Уменьшение числа совпадений при « -45° -анализе» и постоянный уровень отсчетов при « $+45^\circ$ -анализе» и являются подтверждением того, что фотон поляризован так же, как и изначальный фотон 1.

Другая работа была выполнена группой де Мартини из Рима. Суть ее сводится к предложенной С. Попеску идее двухчастичной (вместо трехчастичной) телепортации. В целом два этих протокола совпадают, однако в варианте Попеску входное состояние отсутствует. Вместо этого предлагается использовать какую-нибудь степень свободы одной из частиц перепутанной пары, которая не задействована в перепутывании. В эксперименте сначала получают фотоны, перепутанные по направлению распространения, то есть по импульсам. Далее в протоколе появляется «ассистент», помогающий Алисе закодировать состояние прямо в ее компоненте синглетной пары вместо того, чтобы кодировать его в третьей частице. Конкретнее, «ассистент» преобразует состояние с определенной горизонтальной H или вертикальной V поляризацией в суперпозицию $|\psi\rangle_2 = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle$. В такой двухчастичной схеме действия Алисы проще, чем в трехчастичной схеме. Это связано с тем, что «заставить» взаимодействовать разные степени свободы одной частицы проще, чем двух разных частиц. В отличие от случая трехчастичного протокола, проектирование частицы 1 (то есть бывшей частицы 2) в базис состояний Белла не представляет серьезной проблемы и может быть выполнено со 100%-й эффективностью.

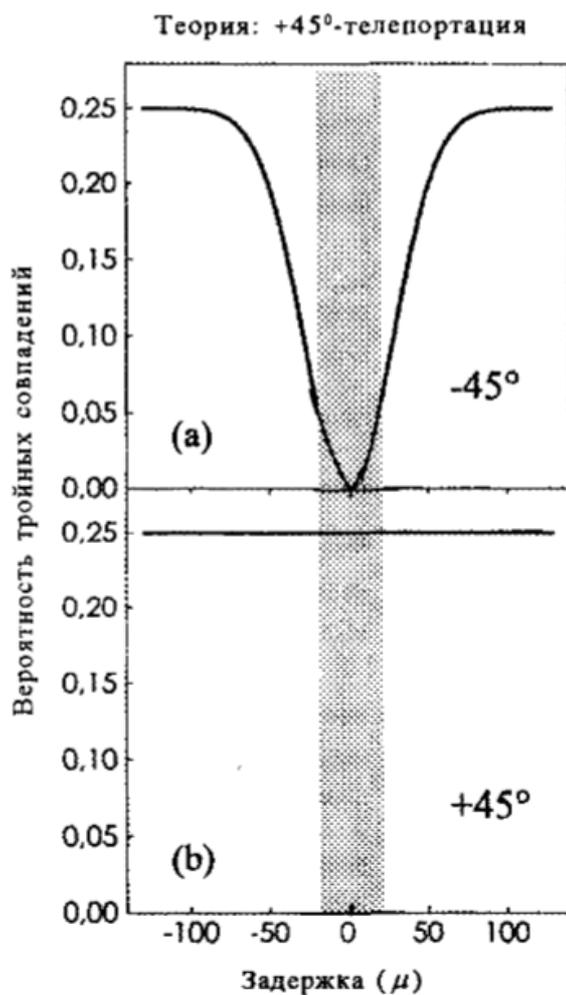


Рис. 7.9. Теоретическое предсказание поведения вероятности тройных совпадений между двумя детекторами в анализаторе состояний Белла и одного из детекторов, анализирующем телепортируемое состояние (a) и постоянный уровень счета (b)

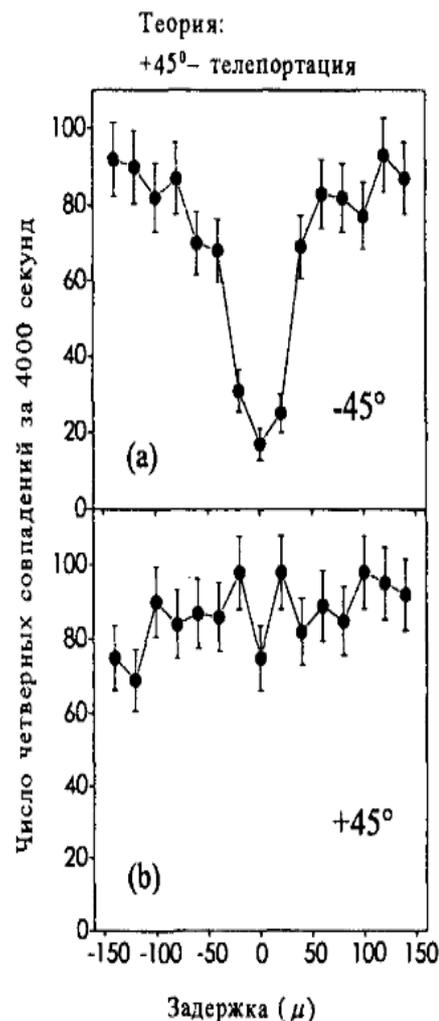


Рис. 7.10. Измеренные скорости счета совпадений (a) и при условии детектирования вспомогательного фотона детектором p (b)

Для выполнения операции проектирования необходимо перепутать поляризационные и импульсные свойства фотона 1. Это делается с помощью светоделителей.

В 2001 г. Юн-Хо Ким, С. П. Кулик и Яньхуа Ши осуществили эксперимент по квантовой телепортации [148], в котором нелинейные взаимодействия использовались для измерений состояния Белла. Результаты эксперимента продемонстрировали принцип работы необратимой телепортации неизвестного произвольного состояния поляризации из одной системы в другую удаленную систему с последующим восстановлением на основе чисто классической информации и неклассических корреляций ЭПР. Отличительной особенностью этого эксперимента являлось то, что при измерении состояния Белла можно различить все четыре состояния Белла.

В эксперименте была использована схема квантовой телепортации, которая удовлетворяла требованиям:

- 1) входное квантовое состояние должно быть произвольное;
- 2) выходное квантовое состояние – это «мгновенная копия» входного состояния;
- 3) измерение состояния Белла (BSM) должно различать полный набор ортогональных состояний Белла, чтобы входное состояние можно было телепортировать с уверенностью;
- 4) для любого входного квантового состояния телепортация должна быть детерминированной.

На рисунке 7.11 [148, с. 1370] приведена принципиальная схема реализации квантовой телепортации, показывающая четыре основные части эксперимента.

1. Входное квантовое состояние, которое представляет собой произвольное состояние поляризации (кубит).
2. Пара ЭПР.
3. Алиса, которая выполняет BSM из входного состояния, и ее ЭПР-частица.
4. Боб, который выполняет унитарные операции со своей ЭПР-частицей.

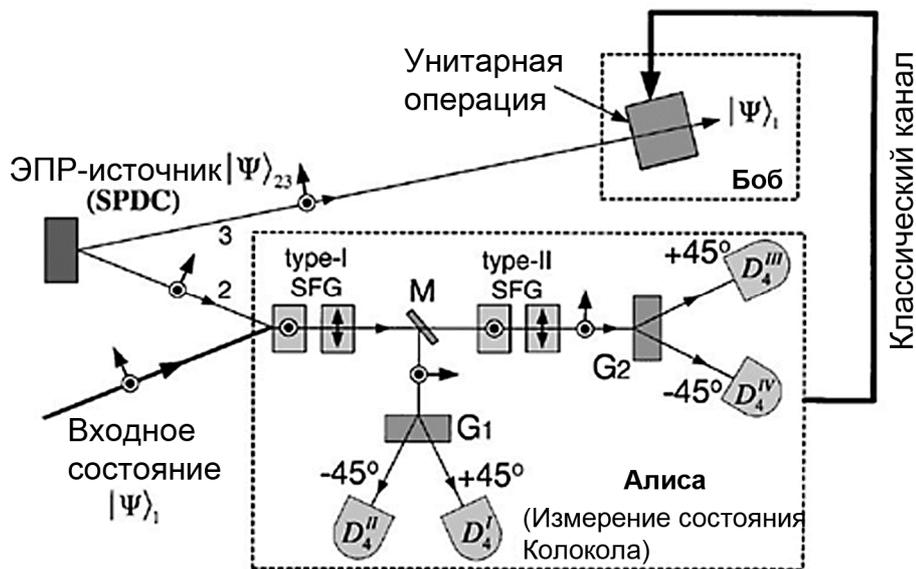


Рис. 7.11. Принципиальная схема квантовой телепортации в эксперименте Юн-Хо Кима, С. П. Кулика и Яньхуа Ши

Входной сигнал (квантовое состояние) – это произвольное состояние поляризации, заданное как

$$|\psi_1\rangle = \alpha|0_1\rangle + \beta|1_1\rangle,$$

где $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$, а состояния в суперпозиции соответствуют линейным горизонтальной и вертикальной поляризациям.

ЭПР-пару, образуемую Алисой и Бобом, получают путем спонтанного параметрического преобразования «вниз» (SPDC). При этом можно использовать любое из четырех белловских состояний. Полное состояние трех частиц перед измерением Алисы тогда будет

$$|\Psi_{123}\rangle = \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \{|0_1 0_2 0_3\rangle - |0_1 1_2 1_3\rangle\} + \frac{\beta}{\sqrt{2}} \{|1_1 0_2 0_3\rangle - |1_1 1_2 1_3\rangle\}.$$

Чтобы надежно телепортировать состояние частицы 1 в частицу 3, Алиса должна уметь различать свои четыре состояния Белла с помощью BSM, выполняемого с частицей 1, и ее ЭПР-частицей (частица 2). Затем Алиса по классическому каналу сообщает задание Бобу: выполнить соответствующую линейную унитарную операцию над его ЭПР-частицей (частица 3), чтобы получить точную копию состояния частицы 1. На этом процесс квантовой телепортации завершается.

Отличительной особенностью схемы, показанной на рисунке 7.11, является то, что BSM основано на нелинейных взаимодействиях оптической генерации суммарной частоты (SFG) (или «преобразование с повышением»). Четыре нелинейных кристалла SFG используются для измерения и различения полного набора четырех состояний Белла. Фотон 1 и фотон 2 могут взаимодействовать либо в двух кристаллах типа I, либо в двух кристаллах типа II для генерации фотона более высокой частоты (помеченного как фотон 4). Измерения проекции на фотоне 4 (либо под углом 45° , либо под углом 135°) соответствуют четырем состояниям Белла фотона 1 и фотона 2.

Первый SFG-кристалл типа I преобразует два вертикально-поляризованных фотона $|1_1 1_2\rangle$ в один горизонтально-поляризованный фотон. Аналогично, второй кристалл SFG типа I преобразует два горизонтально-поляризованных фотона $|0_1 0_2\rangle$ в один фотон с вертикальной поляризацией.

Дихроичный светоделитель M отражает только фотоны SFG на проектор G_1 с поляризацией 45° . Два детектора D_4^I и D_4^{II} расположены на выходных портах G_1 под углом 45° и 135° соответственно.

Аналогично, два других белловских состояния различаются кристаллами SFG типа II. Состояния $|0_1 1_2\rangle$ и $|1_1 0_2\rangle$ созданы для взаимодействия в первом и втором кристаллах SFG типа II, соответственно, для генерации фотона более высокой частоты либо с горизонтальной (первая SFG типа II), либо с вертикальной (вторая SFG типа II) поляризацией. Проектор G_2 с поляризацией 45° используется после того, как кристаллы SFG типа II и два детектора D_4^{III} и D_4^{IV} будут расположены на выходных портах G_2 под углами 45° и 135° , соответственно. Чтобы получить точную копию входного состояния, Бобу надо просто выполнить соответствующее унитарное преобразование, узнав от Алисы, какой из ее четырех детекторов сработал.

Для демонстрации работы предложенной схемы эксперимента измеряются совместные срабатывания между детекторами $D_4^I - D_3$, $D_4^{II} - D_3$, $D_4^{III} - D_3$ и $D_4^{IV} - D_3$, где D_3 – детектор Боба. Для фиксированного ввода состояния поляризации анализатор A_3 , который размещается перед детектором Боба, поворачивается и регистрирует скорости совместного срабатывания. На рисунке 7.12 [148, с. 1371] показаны два типичных набора данных для комбинаций детекторов $D_4^I - D_3$, $D_4^{II} - D_3$. Различные фазы двух кривых отражают разность фаз между двумя состояниями. Ожидаемый сдвиг фазы π был четко продемонстрирован.

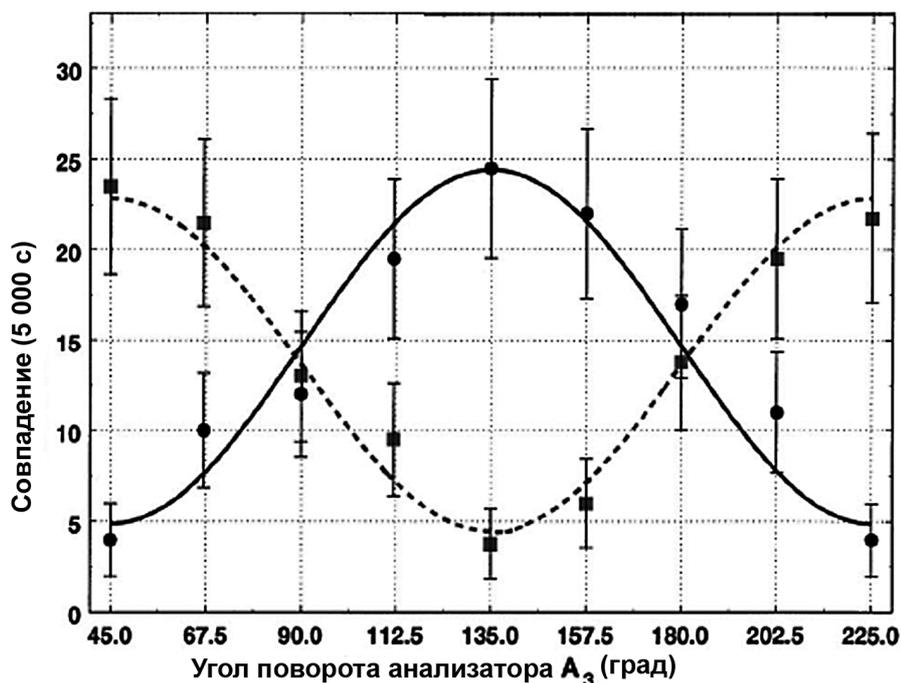


Рис. 7.12. Результаты эксперимента:
 сплошная кривая – частота совместного обнаружения $D_4^I - D_3$,
 пунктирная кривая – для $D_4^{II} - D_3$ того же входного состояния

Экспериментальные данные для пар детекторов $D_4^{III} - D_3$ и $D_4^{IV} - D_3$ демонстрируют аналогичное поведение. На рисунке 7.13 [148, с. 1372] показана схема экспериментальной установки. Состояние входной поляризации подготавливается с помощью пластины $\lambda/2$ от фемтосекундного лазерного импульса (ширина импульса 100 фс и центральная длина волны 800 нм). Пара ЭПР (пара фотонов с длиной волны 730–885 нм) генерируется двумя невырожденными SPDC типа I. Оптические оси первого и второго кристаллов SPDC ориентированы в соответствующих горизонтальном (\odot) и вертикальном (\updownarrow) направлениях.

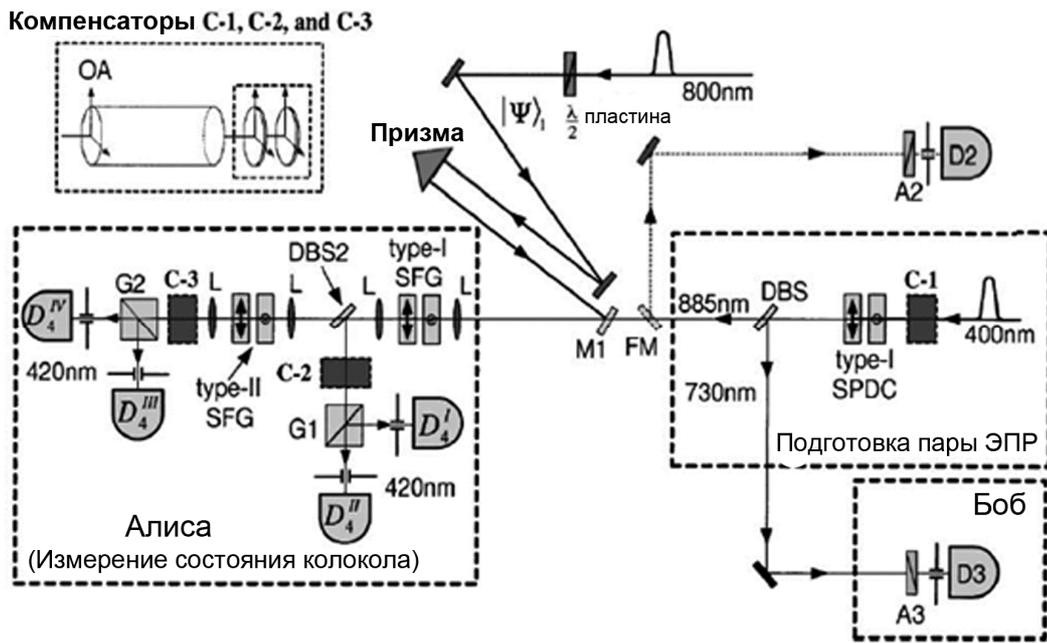


Рис. 7.13. Схема установки в эксперименте Юн-Хо Кима, С. П. Кулика и Яньхуа Ши

Кристаллы SPDC накачиваются с поляризацией 45° лазерным импульсом (100 фс, длина волны 400 нм). Кристаллы ВВО ($\beta - \text{BaV}_2\text{O}_4$) (каждый толщиной 3,4 мм) вырезаются для коллинеарного невырожденно-го согласования фаз. Поскольку два кристалла накачиваются одинаково, пара SPDC может быть сгенерирована либо в первом ВВО как $|V_{885}\rangle_2|V_{730}\rangle|1_21_3\rangle$ или во втором ВВО как $|H_{885}\rangle_2|H_{730}\rangle|0_20_3\rangle$ с равной вероятностью. Здесь V и H означают вертикальную и горизонтальную поляризации, а 885 и 730 означают длины волн излучения в нм. Для подготовки полного состояния трех частиц перед измерением Алисы две амплитуды должны быть квантовомеханически неразличимы и иметь ожидаемую относительную фазу. Для этого используют компенсатор С-1, состоящий из двух частей: толстого кварцевого стержня и двух тонких пластин. Толстый стержень используется для компенсации временной задержки между двумя амплитудами $|1_21_3\rangle$ и $|0_20_3\rangle$, а две тонкие кварцевые пластины используются для регулировки относительной фазы между ними путем углового наклона. Дихроичный светоделитель (DBS) размещен за кристаллами SPDC для разделения и отправки фотона 2 (885 нм) и фотона 3 (730 нм) соответственно Алисе и Бобу. Для проверки ЭПР-состояния используется флиппер-зеркало FM для отправки фотона 2 (885 нм) на детектор D2 с подсчетом фотонов для измерения корреляции ЭПР.

Как только состояние ЭПР подготовлено, FM поворачивается вниз и фотон 2 (885 нм) передается Алисе для BSM – измерения с фотоном 1. BSM состоит из четырех нелинейных кристаллов SFG, двух проекторов 45°

(G1 и G2), четырех детекторов счета одиночных фотонов и двух компенсаторов, а также других необходимых компонентов. Входной сигнал (800 нм) и фотон 2 (885 нм) могут взаимодействовать либо в двух кристаллах SFG типа I, либо в двух кристаллах SFG типа II. Две пары линз L используются в качестве телескопов для фокусировки входных лучей на кристаллах. Вертикально (горизонтально) поляризованные амплитуды входного фотона (800 нм) и вертикально (горизонтально) поляризованного фотона 2 (885 нм) взаимодействуют в первой (второй) SFG типа I для генерации горизонтально (вертикально) поляризованного фотона с длиной волны 420 нм. Горизонтально (вертикально) поляризованные амплитуды входного фотона и вертикально (горизонтально) поляризованного фотона 2 взаимодействуют в первой (второй) SFG типа II для генерации фотона с горизонтальной (вертикальной) поляризацией и длиной волны 420 нм. Фотоны с длиной волны 420 нм, генерируемые в процессе SFG типа I, отражаются на детекторах D_4^I и D_4^{II} после прохождения через C2 и проектора с поляризацией 45° (G1) с помощью дихроичного светоделителя DBS2, и аналогично для фотонов с длиной волны 420 нм, созданных в двух процессах SFG типа II. Поскольку входное состояние (фотон 1) и фотон 2 должны точно перекрываться внутри кристаллов SFG, для регулировки длины пути входного импульса используется призма M1, представляющая собой дихроичное зеркало, которое отражает фотоны с длиной волны 800 нм и пропускает фотоны с длиной волны 885 нм. Чтобы быть уверенным, что процесс SFG происходит с однофотонным входом, измерялась скорость подсчета совпадений между одним из детекторов Алисы и детектором D3 Боба перемещением положения призмы. На рисунке 7.14 [148, с. 1373] показана типичная кривая данных этого измерения.

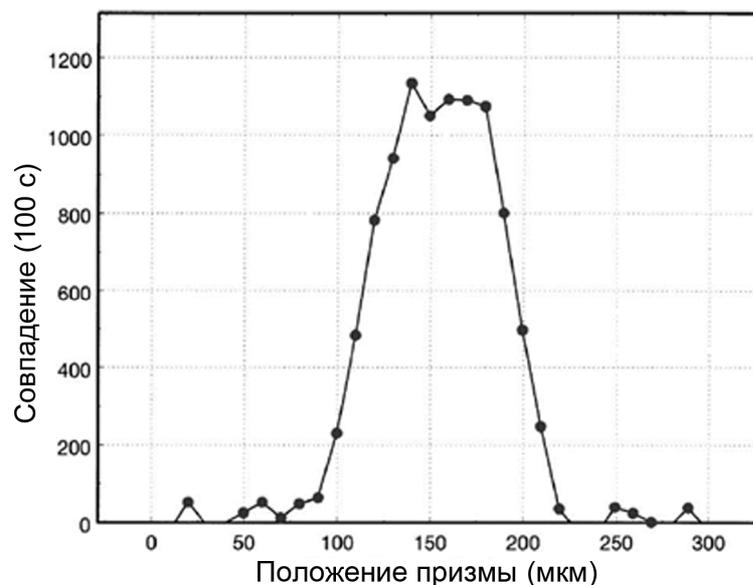


Рис. 7.14. Измерение SFG в зависимости от положения призмы

Ясно, что оптическая генерация суммарной частоты SFG наблюдается только тогда, когда входной импульс и фотон 2, одиночный фотон, созданный процессом SPDC, полностью перекрываются внутри кристаллов. Точность телепортации F определяется как превышение между входящим Ψ_i и исходящим p_f состояниями $F = \langle \Psi_i | p_f | \Psi_i \rangle$. Результаты измерений показали, что выходные состояния имели ожидаемую поляризацию с некоторыми неполяризованными компонентами. Экспериментально достигнутая точность телепортации составила величину $F \approx 0,83$. Таким образом, в работе [148] Юн-Хо Кима, С. П. Кулика и Яньхуа Ши экспериментально было показано осуществление квантовой телепортации с полным измерением белловских состояний. В основе эксперимента лежали две главные особенности: корреляции типа ЭПР в интерпретации Бома, а также измерение BSM с использованием нелинейных взаимодействий.

В 2004 г. был проведен эксперимент группой А. Цайлингера по реализации квантовой телепортации через Дунай [149]. На довольно большом расстоянии (600 м) наблюдалась телепортация квантового состояния фотонов света. Квантовый канал (оптоволоконный кабель) был проложен в канализационной системе F под руслом реки Дунай в Вене (рис. 7.15). Эта линия соединила лабораторию «Алиса» и лабораторию «Боб», расположенные на разных берегах Дуная. Классический микроволновый канал проходил над ним. Импульс ультрафиолетового лазера с длиной волны излучения 394 нм и частотой 76 МГц пропускался через кристалл бората бария ВВО, и за счет спонтанного параметрического рассеяния генерировалась пара запутанных фотонов c и d , а также фотоны a и b с длиной волны 788 нм.

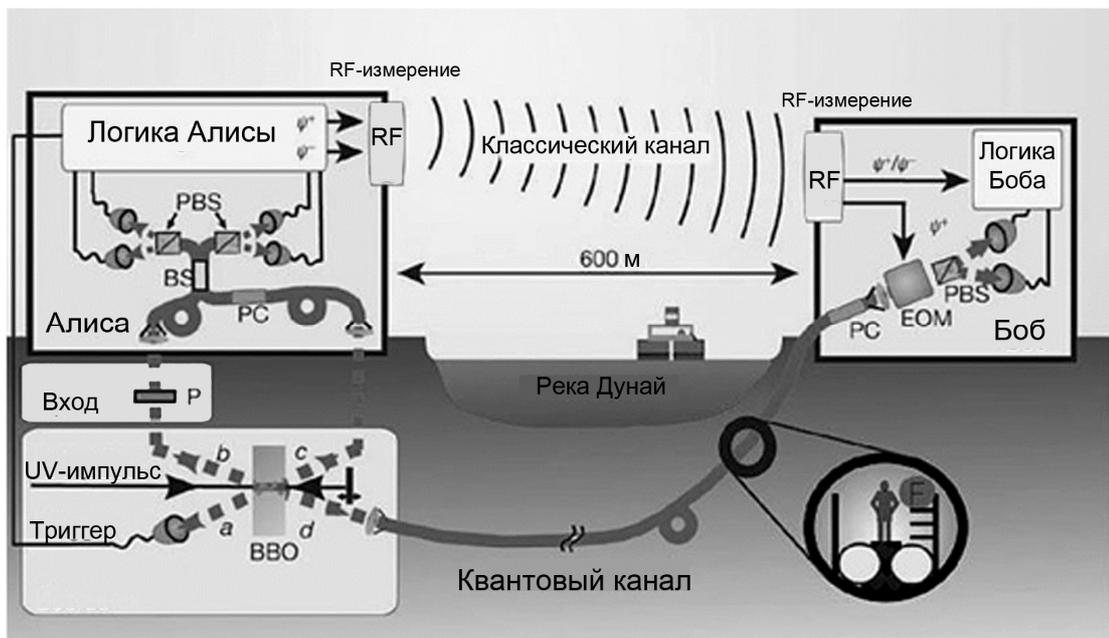


Рис. 7.15. Схема эксперимента по телепортации фотонного состояния через Дунай

Состояние фотона b после прохождения через поляризатор P являлось входным и подлежало телепортации. Фотон a использовался в качестве маркера. Фотоны b и c поступали к Алисе, проходя через светоделитель BS и поляризатор PBS , и подвергались измерению белловских состояний. Определение поляризации фотонов осуществлялось с помощью устройства PS перед каждой серией измерений. После идентификации белловских состояний $|\psi^-\rangle_{bc}$ или $|\psi^+\rangle_{bc}$ результат анализа передавался Бобу по микроволновому каналу RF и Боб устанавливал с помощью электро-оптического преобразования ЕОМ передачу начального состояния фотона Алисы b к фотону Боба d .

Китайскими физиками был проведен эксперимент по телепортации состояния фотона на расстояние 16 км в свободном пространстве, а не по оптоволокну [150]. Пары запутанных фотонов, состояние одного из которых и телепортировалось, получали методом спонтанного параметрического рассеяния излучения накачки в кристалле бората бария. Эксперимент был осуществлен по традиционной схеме с тремя фотонами a , b и c : отправителю Алисе и получателю Бобу посылались фотоны c и b из «запутанной» пары. Алиса, у которой находилось исходное состояние фотона a , проводила измерение пары $a - c$. При этом состояние фотона a разрушалось. Результат измерения высылался по классическому каналу Бобу, который затем проводил необходимое преобразование над фотоном b и восстанавливал исходное состояние фотона a .

В экспериментах, осуществленных китайскими физиками по открытому каналу, а не по оптоволоконному кабелю [151], удалось передать 1 100 запутанных фотонов на расстояние 97 км за 4 часа.

Австрийские физики осуществили эксперимент по телепортации квантовых состояний между двумя Канарскими островами – Ла Палма и Тенерифе, разделенных расстоянием в 143 км [152].

Физики из США и Японии провели эксперимент [153] по телепортации состояний фотона через оптоволоконный канал с использованием детектора на сверхпроводящих проводах на силициде молибдена. В своем эксперименте ученые разнесли два запутанных фотона на расстояние в 102 км по оптическому волокну. Далее физики изменили квантовое состояние первого фотона, подействовав на него третьим. В результате состояние второй частицы изменилось. Таким образом, наблюдалось проявление квантовой телепортации на большое расстояние: изменение состояния одного из фотонов сказалось на другом.

В 2017 г. в Китае [154] осуществили квантовую телепортацию на расстояние 1 203 км (рис. 7.16) по двум нисходящим каналам связи «спутник – Земля» с суммарной длиной от 1 600 до 2 400 километров.

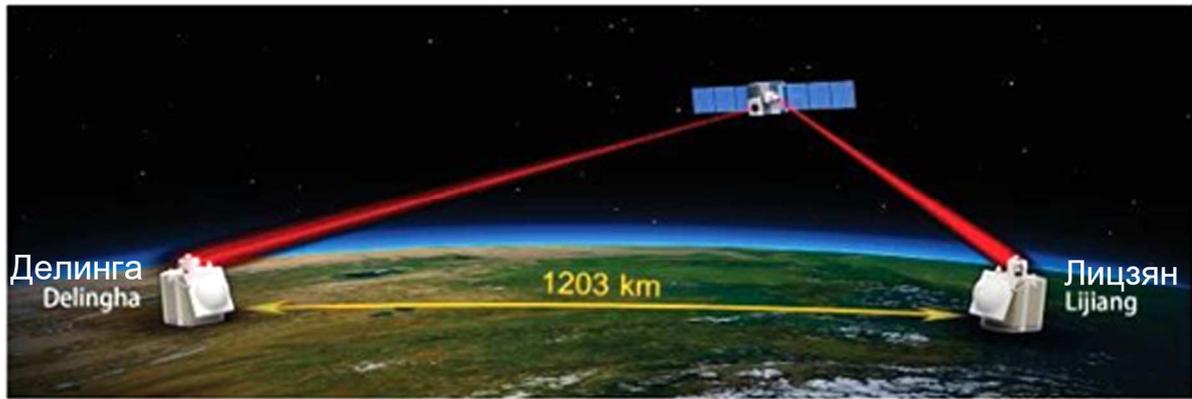


Рис. 7.16. Иллюстрация к экспериментам китайских физиков по осуществлению квантовой телепортации в 2017 г. [154, с. 1151]

Квантовая телепортация осуществлялась при помощи двух спутников и трех наземных станций, расстояние между которыми изменялось в пределах от 500 до 2 000 километров. Между двумя из таких наземных станций расстояние составило 1 200 км. Было зарегистрировано сохранение двухфотонной запутанности и нарушение неравенства Белла.

В 2020 г. ученые из лаборатории Fermilab (США) с партнерами сделали значительный шаг в направлении создания квантового Интернета [155]. Они доказали возможность мгновенной передачи квантового состояния по оптическим сетям на 44 км. Квантовая телепортация осуществлялась на запутанных кубитах, разнесенных на расстояние. В опыте использовались обычные однофотонные датчики, оптические сети и новое лабораторное оборудование. Точность передачи квантового состояния кубита к связанному с ним и удаленному на 44 км другому кубиту составила 90 %, что считается предельно высокой точностью. В будущих экспериментах ученые собираются установить новый рекорд по дальности телепортации и по числу связанных кубитов. В перспективе это поможет совершать распределенные квантовые вычисления по типу кластерных, но без узкого места в виде ограничений пропускной способности сети. В подготовке и постановке эксперимента, кроме исследователей Fermilab, участвовали ученые из AT&T, Caltech, Гарвардского университета, Лаборатории реактивного движения NASA и Университета Калгари. Квантовые фотонные кубиты были успешно телепортированы в две системы: квантовую сеть Caltech (или CQNET) и квантовую сеть Fermilab (или FQNET).

В последние годы в связи с фактическим выходом квантовых достижений на технологический уровень значительное внимание уделяется сохранению квантовой запутанности при квантовой телепортации. Ослабление квантовой запутанности происходит из-за процессов декогеренции, то есть из-за потери запутанности при прохождении оптоволоконного кабеля.

Большое значение имеет сохранение квантовой запутанности. А. Львовский и Дж. Млынек в 2002 г. предложили метод квантового катализа [156] для восстановления запутанности квантовых состояний фотонов. Экспериментальная проверка этого метода была осуществлена в 2015 г. в Российском квантовом центре группой А. И. Львовского [157].

В лаборатории квантовой оптики была проведена серия экспериментов, в результате которых удалось восстановить уровень квантовой корреляции между импульсами света в двух оптических волокнах, которая была почти полностью разрушена после прохождения через канал с 20-кратными оптическими потерями. Это соответствует уровню потерь в 65 км обычного оптоволоконного кабеля. Принципиальная схема установки экспериментов по восстановлению квантовой запутанности приведена на рисунке 7.17.

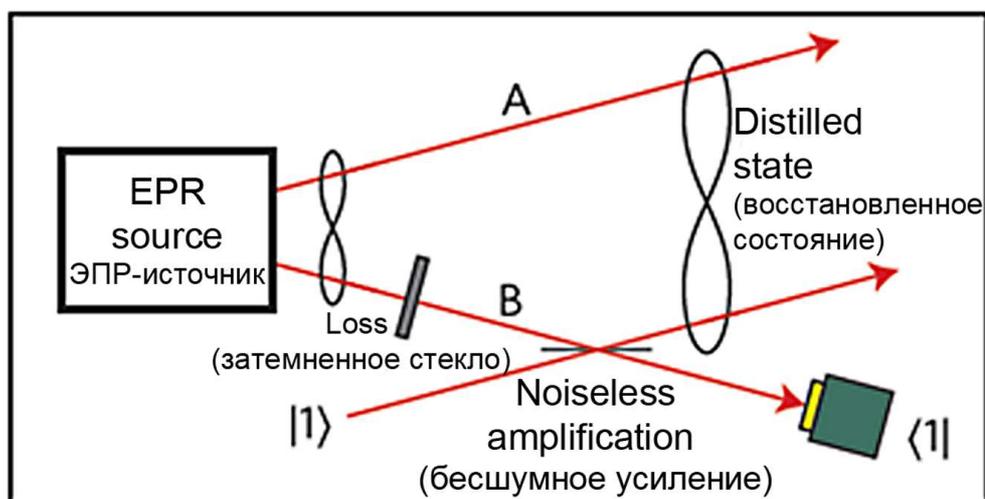


Рис. 7.17. Принципиальная схема установки по восстановлению квантовой запутанности фотонов [157, с. 765]

В качестве источника запутанных фотонов, то есть ЭПР-пар фотонов (EPR source), в эксперименте использовался нелинейный кристалл титанил-фосфата калия с периодической доменной структурой. Его «обстреливали» пикосекундными импульсами света, которые генерировал титаново-сапфировый лазер. В результате в кристалле рождались запутанные пары фотонов, которые направляли в два разных оптических канала. В одном из них свет подвергался 20-кратному ослаблению с помощью затемненного стекла (Loss), в результате чего уровень запутанности падал почти до нуля. После этого канал подвергали особой процедуре усиления (Noiseless amplification), восстанавливающей квантовые свойства света в этом канале до близких тем, которые имели место до потерь.

Эта процедура заключается в смешивании светового импульса в канале со «вспомогательным» одиночным фотоном $|1\rangle$ на светоделительной пластине. На одном из выходов светоделителя ставился детектор одиноч-

ных фотонов $\langle 1 |$. Срабатывание этого детектора означает, что фотон прошел светоделитель без изменения. Казалось бы, состояние второго входного импульса светоделителя – того самого, который составляет часть запутанного состояния, – не должно было измениться. Однако в силу парадоксальных свойств квантовой интерференции это состояние меняется в сторону «усиления» его квантовых свойств. Это и было названо квантовым катализом: вспомогательный фотон, подобно химическому катализатору, сам в реакции не участвует, но меняет состояние света в другом канале и позволяет восстановить запутанность квантовых состояний света.

Полагают, что квантовая телепортация будет играть значительную роль в будущих системах передачи информации. Если когда-либо будет создан квантовый компьютер, то информация о нем будет храниться в виде набора квантовых состояний. Эффекты ЭПР и квантовой телепортации позволят вести копирование и обмен информацией внутри квантового компьютера. И не только компьютера – можно телепортировать данные в любых цифровых системах. Преимущество телепортационного способа передачи информации заключается в том, что из одной точки пространства в другую переносится точная копия состояния, являющегося элементарной ячейкой памяти. Таким образом, появляется возможность передачи информации без потерь, со стопроцентной эффективностью и в полной безопасности от перехвата.

Таким образом, в последние десятилетия телепортация вышла на инженерный уровень, разрабатываются довольно сложные схемы ее практического применения, проектируются принципиально новые коммуникационные каналы квантовой связи, использующие в качестве рабочего ресурса квантовые корреляции.

7.6. Квантовая криптография

Криптология (*криптос* – спрятанный, *логос* – слово) – это наука о защите сообщения. Она включает в себя криптографию – искусство создания кодов и криптоанализ – искусство взламывания кодов. Криптография – это искусство скрытия информации в последовательности битов от любого несанкционированного доступа. Для достижения этой цели используют шифрование: сообщение с помощью некоторого алгоритма комбинируется с дополнительной секретной информацией (ключом), в результате получается криптограмма. Долгое время способы разработки алгоритмов шифрования определялись исключительно хитростью и изобретательностью их авторов. Лишь в XX веке этой областью стали заниматься математики и физики.

Современная же криптология родилась одновременно с вычислительной техникой. По выражению Р. Л. Ривеста (одного из изобретателей популярной системы кодирования RSA), криптоанализ был «повивальной бабкой вычислительной техники».

Для любой системы передачи информации характерны следующие условные действующие лица: объекты Алиса и Боб, обменивающиеся информацией, и некто Ева, пытающаяся перехватить информацию. Задача заключается в том, чтобы исключить возможность расшифровки информации Евой или хотя бы сделать расшифровку достаточно трудной для Евы.

Изначально защита криптотекста зависела от секретности обеих процедур шифрования и дешифровки. В настоящее время используются шифры, в которых можно открыть алгоритм шифрования и расшифровки кому угодно, без угрозы для сохранения секретности конкретной криптограммы. В таких шифрах набор специальных параметров, называемых ключом, подается вместе с открытым текстом, на вход в алгоритме шифровки и вместе с криптограммой подается на вход алгоритма расшифровки. Это можно записать в виде [138]:

$$\hat{E}_k(P) = C$$

и, наоборот,

$$\hat{D}_k(C) = P,$$

где E и D – операции шифровки и расшифровки, соответственно;

k – криптографический физический ключ;

P – открытый текст;

C – криптотекст (криптограмма).

Классический подход состоит в том, что ключ, использующийся как для шифровки, так и для расшифровки сообщения, должен быть известен только Алисе и Бобу. Такие системы называются криптосистемами с закрытым ключом. Надежность процедуры шифрования доказана только для метода «одноразовых блокнотов», предложенного в 1917 году Г. Вернамом [158], американским инженером по телекоммуникациям. Он предложил усовершенствованный полиалфавитный поточный шифр и ввел в обращение шифроблокнот с одноразовыми ключами, использующий так называемый шифр Вернама, для которого доказана абсолютная криптографическая стойкость. Шифроблокноты Вернама с одноразовыми ключами на каждой странице широко использовались в XX веке разведчиками, военными и дипломатами разных стран мира. Идея метода состоит в том, что Алиса и Боб обмениваются набором общих секретных ключей, каждый из которых используется для шифрования только одного сообщения. Ключи генерируются случайно и никакой информации не несут.

К. Шеннон в 1949 г. показал [159], что, если ключ действительно случайный, если он такой же длины, как и само сообщение, и если он никогда не используется повторно, то одноразовая передача сообщения защищена абсолютно.

Существует, однако, проблема распределения ключа. Как только ключ установлен, последующее сообщение предполагает пересылку по некоему каналу, в том числе, возможно, по каналу, подверженному пассивному про-

слушиванию. Этот этап действительно защищен. Однако, чтобы определить ключ, два пользователя, у которых исходно нет никакой общей секретной информации, должны на какой-то стадии своего общения использовать некий очень надежный и секретный канал. Поскольку перехват есть серия измерений, проводимых подслушивающим агентом, то любое классическое распределение можно в принципе подслушать, причем пользователи не узнают, что имел место перехват. Это не было бы большой проблемой, если бы ключ был установлен раз и навсегда. В этом случае пользователи могли бы задействовать достаточно ресурсов, например хранение в сейфе и охрану, чтобы гарантировать, что ключ прибывает к адресату в сохранности. Однако, поскольку ключ необходимо обновлять с каждым новым сообщением, такое распределение ключа стало бы недопустимо дорогим. По этой причине в большинстве приложений не требуют абсолютной секретности, но вместо этого используют менее дорогие и менее защищенные системы. Иначе говоря, конфиденциально обмениваться сообщением позволяют ключи, но как можно обмениваться самими ключами с обеспечением секретности?

Если используется постоянный закрытый ключ, то расшифровка сообщения зависит от вычислительной мощности системы и времени. В США, например, используют стандарт DES (Data Encryption Standard), принятый в 1977 г. Он используется для важной несекретной информации, например для коммерческих транзакций. Используется короткий ключ из 64 битов, 56 из которых используются напрямую в алгоритме, а 8 – для детектирования ошибок. Система шифрует блоки из 64 битов открытого текста: длинный открытый текст разрезается на блоки, и затем ключ используется при шифровании каждого из них. Поскольку длина ключа меньше, чем длина кодируемого сообщения, то механизм защиты не является абсолютно надежным. Если попытаться угадать ключ методом проб и ошибок, нужно перебрать 256 всевозможных значений. И хотя этот объем вычислений очень велик, в настоящее время уже имеются данные о возможности взлома подобных систем. Рекордно короткое время составляет 22 ч 15 мин при распределенной обработке информации в компьютерной сети.

Таким образом, можно достичь полной секретности при коммуникации путем одноразовых блокнотов, если решить проблему распределения ключа. Существуют два решения – математическое и физическое.

Теория шифрования с использованием открытого ключа была создана У. Диффи и М. Хеллманом в 1976 г. [160]. В этой системе Боб имеет общедоступный код для шифрования и закрытый код для расшифровки сообщений. Криптосистемы с открытым ключом основываются на так называемых односторонних функциях: по некоторому x легко вычислить функцию $f(x)$, но, зная $f(x)$, трудно вычислить x . Первый алгоритм, основанный на теории Диффи – Хеллмана, был предложен Р. Ривестом, А. Шамиром и Л. Адлеман в 1977 г. (RSA-алгоритм) [161]. Алгоритм RSA

встроен в большинство операционных систем, а также во множество приложений, используемых в различных устройствах – от смарткарт до сотовых телефонов. Поэтому на этот продукт фирмы RSA Data Security Inc. – программу, реализующую алгоритм шифрования с открытым ключом RSA, продано наибольшее количество лицензий. Алгоритм RSA основан на трудностях факторизации больших чисел (разложении простого числа на множители): чтобы факторизовать число из N десятичных цифр, компьютеру требуется число шагов, растущее экспоненциально с увеличением N , так что с увеличением N задача быстро становится неразрешимой.

Хотя в настоящее время не опубликованы быстрые алгоритмы решения задачи разложения числа на простые множители, нельзя утверждать, что они не существуют совсем. Кроме того, вычислительная мощность компьютерных систем постоянно возрастает, поэтому сложность задачи не означает ее неразрешимость. Один из последних отчетов компании RSA посвящен разложению 155-значного (512-битного) числа. Вычисления велись параллельно на многих компьютерах в течение семи месяцев в 1999 г. Если бы эта задача выполнялась на современном персональном компьютере, потребовалось бы 35,7 года. Оценки показывают, что с использованием даже тысячи современных рабочих станций и лучшего из известных вычислительных алгоритмов одно 250-значное число может быть разложено на множители примерно за 800 тысяч лет, а 1 000-значное – за 20^{25} лет, что значительно превышает возраст Вселенной. Поэтому криптографические алгоритмы, подобные RSA, оперирующие достаточно длинными ключами, считались абсолютно надежными и использовались во многих приложениях. Однако, если появятся быстрые процедуры факторизации больших целых чисел, вся секретность и надежность криптосистем с открытым ключом исчезнет.

Новое развитие криптография получила в связи с рождением и развитием квантовой механики. Оказалось, что, используя законы квантовой механики, можно построить такие компьютеры, для которых задача факторизации не составит большого труда. Квантовый компьютер с памятью объемом всего лишь около 10 тысяч кубитов (квантовых битов) способен разложить 1 000-значное число на простые множители в течение всего нескольких часов.

Технология квантовой криптографии опирается на принципиальную особенность поведения квантовой системы – невозможно одновременно измерить один параметр системы, не исказив другой. Попытка измерения взаимосвязанных параметров в квантовой системе вносит в нее нарушения, и полученная информация в результате такого измерения определяется принимаемой стороной как дезинформация. Благодаря этому возможно построение каналов передачи данных, защищенных от подслушивания: получатель всегда сможет определить, не перехвачена ли информация,

и при положительном ответе повторить передачу с другим ключом. Отправитель кодирует отправляемые данные, задавая определенные квантовые состояния, а получатель регистрирует эти состояния. Затем получатель и отправитель совместно обсуждают результаты наблюдений. В итоге можно быть уверенным, что переданная и принятая кодовые последовательности тождественны. Обсуждение результатов касаются ошибок, внесенных шумами или злоумышленником, и ни в малейшей степени не раскрывает содержимого сообщения.

В 1982 г. У. Вуттерсом и В. Зуреком [162], а также Д. Диэксом [163] была сформулирована теорема о запрете клонирования – утверждение, основанное на квантовой механике, о невозможности создания клона неизвестного произвольного квантового состояния. Этот запрет о невозможности копирования квантовой информации принципиально отличает квантово-информационные каналы передачи информации от классических каналов в смысле высокой защиты обмена информацией.

С. Визнер в 1983 г. предложил [164] «квантовые банкноты» государственного образца, которые принципиально нельзя скопировать. Это утверждение основано на том, что невозможно клонировать неортогональные квантовые состояния (или любое неизвестное квантовое состояние).

В 1984 г. Ч. Беннет и Ж. Brassар предположили [165], что в криптографии для получения фундаментально защищенного канала могут быть использованы фотоны. Для представления нулей и единиц они решили взять фотоны, поляризованные в различных направлениях, и предложили простую схему квантового распределения ключа шифрования, названную ими BB84.

В 1989 г. Беннет и Brassар в Исследовательском центре ИВМ построили первую, работающую квантово-криптографическую систему [166]. Она состояла из квантового канала, содержащего передатчик Алисы на одном конце и приемник Боба на другом конце. Они были размещены на оптической шкале длиной около метра в светонепроницаемом полутораметровом кожухе размером $0,5 \times 0,5$ м. Собственно квантовый канал представлял собой свободный воздушный канал длиной около 32 см. Макет управлялся от персонального компьютера, который содержал программное представление пользователей Алисы и Боба, а также злоумышленника Евы. Передача сообщения посредством потока фотонов через воздушную среду с компьютера на компьютер завершилась успешно. Основная проблема при увеличении расстояния между приемником и передатчиком – это сохранение поляризации фотонов.

В 1991 г. идея использования фотонов для криптографии была развита А. Экертом [167]. Он предложил протокол, основанный на перепутанных состояниях, а также предложил применять сцепленность квантовых состояний для передачи криптографических ключей, не поддающихся перехвату. Впоследствии оказалось, что этот протокол является разновидностью протокола Беннета – Brassара (BB84), однако в обзорах по кванто-

вым способам распределения ключа, как правило, он фигурирует отдельно. Эта схема использует квантовый канал, по которому участники защищенного сеанса связи (Алиса и Боб) обмениваются сообщениями, передавая их в виде поляризованных фотонов.

Квантовая криптография обеспечивает абсолютно защищенное распределение ключа, поскольку, в отличие от классической криптографии, она основана на законах физики, а не на том факте, что для успешного прослушивания потребовались бы огромные вычислительные мощности.

Квантовое распределение ключа начинается с пересылки одиночного или перепутанных фотонов между Алисой и Бобом. Подслушивание с физической точки зрения основано на серии экспериментов, которые подслушивающий агент Ева выполняет на носителях информации, в данном случае – на пересылаемых фотонах. Согласно законам квантовой механики любое измерение, выполняемое Евой, неизбежно меняет состояние передаваемых квантов, и Алиса и Боб могут это выяснить в последующей открытой связи. Таким образом, основные составляющие квантового распределения ключа таковы: квантовый канал для обмена фотонами и открытый канал, который используется, чтобы проверить, искажено ли сообщение через квантовый канал. Любой открытый канал можно просматривать кому угодно, однако при этом невозможно изменять информацию, пересылаемую через такой канал.

Во время пересылки ключ либо закодирован с использованием заданного набора неортогональных квантовых состояний одиночной частицы, либо он получается из заданного набора измерений, выполняемых на перепутанных частицах после пересылки (во время пересылки ключ еще даже не существует).

Концепция квантовой криптографии, основанная на запутывании квантовых состояний, включает в себя парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена. Программа ЭПР включала в себя полноту (в полной теории должен присутствовать элемент, соответствующий каждому элементу реальности), локальность (реальная фактическая ситуация в системе А не зависит от того, что происходит с системой В, пространственно отделенной от первой) и определяла элемент физической реальности так: «если, никак не возмущая систему, мы можем с определенностью предсказать значение физической величины, то существует элемент физической реальности, соответствующий этой физической величине».

Программа ЭПР требовала другого описания квантовой реальности, однако до установления теоремы Белла в 1964 г. не было ясно, возможно ли такое описание и, если возможно, то приведет ли оно к другим предсказаниям результатов экспериментов? Белл показал, что предположения ЭПР о локальности, реальности и полноте несовместимы с некоторыми предсказаниями квантовой механики, касающимися перепутанных частиц.

Беннет в 1992 г. показал [168], что в принципе достаточно любых двух неортогональных квантовых состояний для реализации защищенного канала, и описал практическую интерферометрическую реализацию с использованием низкоинтенсивных когерентных световых импульсов.

В 1992 г. Ч. Беннет и С. Визнер показали [169], что запутанность (сцепленность) квантовых состояний можно использовать при пересылке классической информации – сверхплотное кодирование, при котором два бита переносятся частицей, которая должна бы передавать лишь один бит.

Примечательно также, что, казалось бы, абсолютно умозрительные рассуждения, приведшие Эйнштейна, Подольского и Розена к их известному «ЭПР-парадоксу», а также идеи, высказанные Дж. Беллом, все-таки нашли свое практическое воплощение. А. Экерт, формулируя суть протокола, отмечал, что здесь «распределение ключа зависит от полноты квантовой механики». Под полнотой понимается тот факт, что квантовое описание обеспечивает максимально возможную информацию о рассматриваемой системе. Экспериментальная реализация рассматриваемого протокола, во всяком случае, в принципиальном смысле, мало отличается от установок по наблюдению нарушения неравенств Белла. Можно сказать, что при распределении ключа вводится квантовый канал, где сам ключ существует без какого-либо «элемента реальности», связанного с этим ключом. В этом смысле он защищен полнотой квантовой механики.

Квантовое распределение ключа с помощью запутанных состояний можно проиллюстрировать следующим образом [138, с. 55]. Канал состоит из источника перепутанных фотонов, находящихся в синглетном поляризованном состоянии

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle|\leftrightarrow\rangle - |\leftrightarrow\rangle|\downarrow\rangle),$$

где стрелки обозначают вертикальную или горизонтальную поляризацию. Частицы разлетаются вдоль оси z в направлениях к легитимным пользователям – Алисе и Бобу. Каждый из них получает по одной частице или половине перепутанной пары. Затем Алиса и Боб выполняют измерение над своей частицей, ориентируя поляризационные призмы вдоль трех направлений: для Алисы – a_i ; для Боба – b_i ($i, j = 1, 2, 3$). Измеряются углы от вертикальной оси.

$$\text{Для Алисы} \quad \varphi_1^a = 0, \quad \varphi_2^a = \frac{\pi}{4}, \quad \varphi_3^a = \frac{\pi}{8}$$

$$\text{и для Боба} \quad \varphi_1^b = 0, \quad \varphi_2^b = -\frac{\pi}{8}, \quad \varphi_3^b = \frac{\pi}{8}.$$

Индексы a и b относятся к анализаторам Алисы и Боба соответственно. Алиса и Боб выбирают ориентацию призм случайно и независимо друг от друга для каждой пары перепутанных частиц. Каждое измерение дает результат либо $+1$, либо -1 , то есть срабатывает один из двух детекто-

ров, установленных в выходных модах поляризационной призмы Алисы и Боба. Таким образом, параметризованный сигнал представляет один (для одной частицы) бит информации. Далее измеряется корреляция между парами детекторов Алисы и Боба, чтобы сформировать коэффициент корреляции измерений, выполненных Алисой в базисе, повернутом на φ_i^a , и Бобом в базисе, повернутом на φ_j^b :

$$E(\varphi_i^a, \varphi_j^b) = P_{++}(\varphi_i^a, \varphi_j^b) + P_{+-}(\varphi_i^a, \varphi_j^b) - P_{-+}(\varphi_i^a, \varphi_j^b) - P_{--}(\varphi_i^a, \varphi_j^b).$$

Здесь $P_{\pm\pm}(\varphi_i^a, \varphi_j^b)$ обозначает вероятность того, что в базисе, определенном φ_i^a , был получен результат ± 1 , и в базисе, определенном φ_j^b , был получен результат ± 1 .

По правилам квантовой механики

$$E(\varphi_i^a, \varphi_j^b) = -\cos [2(\varphi_i^a - \varphi_j^b)]$$

Для двух пар базисов одной и той же ориентации (φ_1^a, φ_1^b и φ_3^a, φ_3^b) квантовая механика предсказывает полную антикорреляцию результатов, полученных Алисой и Бобом:

$$E(\varphi_1^a, \varphi_1^b) = E(\varphi_3^a, \varphi_3^b) = -1.$$

Следуя Клаузеру, Хорну, Шимони и Хольту [170], можно ввести наблюдаемую величину – «наблюдаемую Белла», составленную из корреляционных коэффициентов, для которых Алиса и Боб использовали анализаторы различной ориентации:

$$S = E(\varphi_1^a, \varphi_3^b) + E(\varphi_1^a, \varphi_2^b) + E(\varphi_2^a, \varphi_3^b) - E(\varphi_2^a, \varphi_2^b),$$

которая, согласно квантовой механике, должна быть равна $S = -2\sqrt{2}$. После того, как перепутанные частицы поступили к Алисе и Бобу, те могут объявить по открытому каналу связи ориентации анализаторов, которые были выбраны случайным образом при каждом измерении. Затем результаты измерений разделяются на две группы. К первой группе относятся результаты, полученные при разных ориентациях анализаторов, ко второй – при одинаковых ориентациях. Не учитываются те результаты, когда частица Алисы или Боба по каким-то причинам не была зарегистрирована вообще. Затем Алиса и Боб сообщают результат, который они получили только для первой группы измерений. Это позволяет им установить значение S , которое, если частицы не были прямо или косвенно возмущены, должно совпадать со значением $S = -2\sqrt{2}$ для невозмущенных состояний частиц. Это дает основание легитимным пользователям считать, что результаты, относящиеся ко второй группе измерений, антикоррелированы и могут быть преобразованы в секретный набор битов – *сырой ключ*. Подслушиватель Ева не может воспользоваться информацией, перехватывая перепутанные частицы, поскольку *самой информации там нет*. Считается, что она появляется в ре-

зультате измерений, выполняемых Алисой. По Экерту, измерение Алисы приготавливает состояние частицы Боба, хотя более последовательно было бы утверждать, что эта информация закодирована в корреляционных функциях P и величине E . Информация «рождается» только после того, как Алиса и Боб выполняют измерения и после этого общаются по открытому каналу. Ева, конечно, может попытаться подставить свои собственные приготовленные данные Алисе и Бобу для их обмана, но, поскольку Ева не знает, какая ориентация анализаторов будет выбрана для данной пары фотонов, ее вмешательство будет обнаружено сразу – ее вмешательство изменит значение величины S ниже ее квантового значения. Таким образом, теорема Белла выявляет факт подслушивания.

Активные исследования в области квантовой криптографии ведут IBM, GАР-Optique, Mitsubishi, Toshiba, Национальная лаборатория в Лос-Аламосе, Калифорнийский технологический институт и другие. Квантовая криптография как сегмент рынка начинает формироваться и приобретает вполне практическое значение. В IBM продолжают фундаментальные исследования в области квантовых вычислений, начатые группой Чарльза Беннета. Исследователям из Лос-Аламоса удалось передать фотонный ключ по оптоволокну на расстояние 48 км со скоростью в несколько десятков килобайт в секунду. Этого достаточно, чтобы соединить между собой отделения банка или правительственные учреждения. Созданная при участии Женевского университета компания GАР-Optique совмещает теоретические исследования с практической деятельностью. Специалистам этой фирмы удалось передать ключ на расстояние 67 км из Женевы в Лозанну с помощью почти промышленного образца аппаратуры. Этот рекорд был побит корпорацией Mitsubishi Electric, передавшей квантовый ключ на расстояние 87 км, правда, на скорости в один байт в секунду.

Исследования в области квантовой криптографии ведутся и в европейском исследовательском центре Toshiba Research Europe Limited (TREL), расположенном в Кембридже (Великобритания). Отчасти они спонсируются английским правительством: в них участвуют сотрудники Кембриджского университета и Империял-колледжа в Лондоне. В 2004 г. Была осуществлена передача фотона на расстояние до 100 км.

Э. Шилдс и его коллеги из TREL и Кембриджского университета создали диод, способный испускать единичные фотоны. В основе нового светодиода лежит «квантовая точка» – миниатюрный кусочек полупроводникового материала диаметром 15 нм и толщиной 5 нм, который может при подаче на него тока захватывать лишь по одной паре электронов и дырок. Рекомбинация одного электрона с одной дыркой приводит к испусканию фотона. При этом ток, подаваемый на «квантовую точку», подбирается так, чтобы в рекомбинации участвовала только одна пара электрон – дырка. Но даже если новый светодиод испустит два фотона, они будут характеризоваться разной длиной волны,

что позволяет отсечь лишнюю частицу при помощи фильтра. Обычные светодиоды и лазеры испускают фотоны группами, что теоретически дает возможность доступа к определению характеристик отдельных фотонов, в то время как другие фотоны продолжают свой путь в неизменном виде.

Чтобы обойти трудность, связанную с созданием источников отдельных фотонов, Ф. Гроссан из Института оптики в Орсе (Франция) разработал методику, позволяющую шифровать сообщения с помощью импульсов, состоящих из нескольких сот фотонов. На ее безопасность не влияет даже ослабление сигнала на больших расстояниях. Гроссан отказался от отдельных квантов света и предложил усреднять значения амплитуды и фазы электрического поля группы фотонов. Как и поляризация отдельного фотона, эти переменные связаны друг с другом принципом неопределенности. Однако в отличие от поляризации фотона, принимающей одно из двух значений вдоль каждого ортогонального направления, эти переменные могут принимать непрерывный ряд значений.

В исследования высокоскоростной квантовой криптографии углубилась и корпорация NEC в лице своего института NEC Research Institute. Над прототипами коммерческих систем квантовой криптографии, действующих по оптоволоконным линиям связи, работает подразделение телекоммуникационного гиганта Verizon Communications – BBN Technologies.

Группа Северо-Западного университета (США) сотрудничает с Telcordia Technologies и BBN Technologies, стараясь довести технологию до коммерческого применения. Им удалось передать зашифрованные данные по оптоволокну со скоростью 250 Мбит/с. Теперь стоит задача доказать, что схема позволяет сигналам проходить сквозь оптические усилители. В этом случае метод можно будет использовать не только в специальных оптоволоконных линиях связи между двумя точками, но и в более широких сетях. Еще эта команда работает над тем, чтобы достичь скоростей порядка 2,5 Гбит/с. Исследования Северо-Западного университета в области квантовой криптографии финансируются DARPA – оборонным ведомством США.

Министерством обороны Великобритании поддерживается исследовательская корпорация QinetiQ, активно совершенствующая технологию квантовой шифрации. Эта компания появилась на свет в результате деления британского агентства DERA (Defence Evaluation and Research Agency) в 2001 г., вобрав в себя все неядерные оборонные исследования, о своих достижениях она широкой публике пока не сообщает.

К исследованиям присоединилось и несколько молодых компаний, в том числе швейцарская Id Quantique, представившая коммерческую систему квантовой криптографии, и MagiQ Technologies (<http://www.magiqtech.com>) из Нью-Йорка, выпустившая прототип коммерческой квантовой криптологии собственной разработки. MagiQ Technologies была создана в 1999 г. на средства крупных финансовых институтов. Помимо собственных сотруд-

ников с ней взаимодействуют научные работники из целого ряда университетов США, Канады, Великобритании и Германии. Вице-президентом MagiQ является Алексей Трифонов, в 2000 г. защитивший докторскую диссертацию в Петербургском университете. Год назад MagiQ получила 7 млн долл. от нескольких инвесторов, включая основателя Amazon.com Джеффа Безоса.

Фирма MagiQ реализует квантово-криптографические системы, которые обеспечивают абсолютную защиту связи от подслушивания. Существуют уже небольшие сети из этих устройств: полностью функциональная 12-мильная квантово-криптографическая сеть из 10 узлов была развернута в Бостоне в июне 2004 г. совместными усилиями Бостонского университета, Гарварда и некоторых коммерческих компаний. В Вене установлена квантово-криптографическая система, связывающая Венский муниципалитет и штаб-квартиру Австрийского банка (на расстоянии 1,45 км).

Компания ID Quantique в апреле 2005 г. выпустила на рынок уже второе поколение таких устройств, которые помогают корпорациям и правительственным агентствам защищать их сети передачи данных, используя фундаментальные законы квантовой физики. Компания ID Quantique – лидер в области детектирования единичных фотонов и связанных лазерных источников.

Основные достижения последних лет в области коммерческого производства и практического применения квантово-криптографических систем:

- ID Quantique (Женева) – система посылает квантовые шифровальные ключи (запутанные фотоны) на десятки километров по оптоволокну;
- MagiQ Technologies (Нью-Йорк) – система с оптоволоком посылает квантовые шифровальные ключи на расстояние до 100 км;
- NEC (Токио) – в 2004 г. удалось передать ключи на 150 км.

В квантово-криптографических системах основным рабочим ресурсом являются запутанные состояния фотонов, и их мгновенная нелокальная связь (квантовые корреляции) позволяет обеспечить абсолютную защиту информации от постороннего доступа. Связь между запутанными фотонами используется не для передачи информации, а для контроля безопасности канала связи – при доступе к передаваемой информации «со стороны» когерентность фотонов (квантовая запутанность) тут же нарушается.

В 1973 г. А. С. Холево сформулировал и доказал теорему («Теорема Холево»), которая легла в основу квантовой криптографии. Она устанавливает верхний предел количества классической информации, которое может быть извлечено из квантовых состояний [171]. Если есть квантовый канал связи, то шенноновское количество классической информации, которое может передаваться по такому каналу, ограничивает сверху совершенно конкретная величина – « χ -количество». Вообще-то все каналы связи являются квантовыми, только в большинстве случаев их квантовостью можно пренебречь. Но если температура шума в канале очень низкая или сигнал очень

слабый (например, сигнал от гравитационной волны), то появляется необходимость учитывать квантово-механические погрешности, возникающие из-за наличия квантового шума. Эта верхняя граница достижима в пределе очень длинных сообщений, то есть она дает пропускную способность канала. Этой границе нашли важные применения в квантовой криптографии. Если есть секретный канал связи и Ева пытается его контролировать, то неизвестно, каким способом она это делает. Но то количество информации, которое она все-таки может тайно извлечь, ограничено сверху этой абсолютной величиной, не зависящей от способа измерения. Знание этой величины используется для усиления секретности передачи.

Теория и практика квантовой криптографии активно развивается в России.

7.7. Квантовые вычисления

Область квантовых вычислений и квантовой информации в последние десятилетия развивается чрезвычайно быстро [172].

В 1980-е гг. Ричард Фейнман предположил, что законы квантовой механики можно использовать для ускорения вычислений [173]. Он также отметил, что определенные квантово-механические процессы нельзя эффективно моделировать на классическом компьютере. Эти замечания привели к более общему утверждению – для проведения вычислений квантовые процессы являются более эффективными, чем классические.

Однако только к середине 1990-х гг. теория квантовых компьютеров и квантовых вычислений утвердилась в качестве новой области науки. По-видимому, первым обратил внимание на возможность разработки квантовой логики И. фон Нейман. Однако в то время еще не были созданы не то что квантовые, но и обычные классические компьютеры. С их появлением основные усилия физиков и инженеров оказались направлены в первую очередь на поиск и разработку новых элементов (транзисторов, а затем и интегральных схем), а не на создание принципиально других вычислительных устройств.

Еще в 1960-е гг. Р. Ландауэр обращал внимание на то, что вычисления – это всегда некоторый физический процесс, а значит, невозможно понять пределы наших вычислительных возможностей, не уточнив, какой физической реализации они соответствуют [174]. К сожалению, в то время среди ученых господствовал взгляд на вычисление как на некую абстрактную логическую процедуру, изучать которую следует математикам, а не физикам.

По мере распространения классических компьютеров ученые, занимавшиеся физическими квантовыми объектами, пришли к выводу о практической невозможности напрямую рассчитать состояние эволюционирующей системы, состоящей всего лишь из нескольких десятков взаимодействующих частиц, например молекулы метана CH_4 . Объясняется это тем, что для полного описания сложной системы необходимо держать в памяти компьютера экспоненци-

ально большое (по числу частиц) количество переменных, так называемых квантовых амплитуд. Возникла парадоксальная ситуация: зная уравнение эволюции, зная с достаточной точностью все потенциалы взаимодействия частиц друг с другом и начальное состояние системы, практически невозможно вычислить ее будущее, даже если система состоит лишь из 30 электронов в потенциальной яме, а в распоряжении имеется суперкомпьютер с оперативной памятью, число битов которой равно числу атомов в видимой области Вселенной. В то же время для исследования динамики такой системы можно просто поставить эксперимент с 30 электронами, поместив их в заданный потенциал и заданное начальное состояние. На это, в частности, обратил внимание советский математик Ю. И. Манин, указавший еще в 1980 г. на необходимость разработки теории квантовых вычислительных устройств [175].

В 1980-е гг. эту же проблему изучал П. Бенев [176], явно показавший, что квантовая система может производить вычисления.

Д. Дойч и Р. Джозса в 1985–1992 гг. теоретически разработали универсальный квантовый компьютер, превосходящий классический аналог, и предложили концепцию квантового процессора и квантовых логических вентилях [177–179].

Этими и другими авторами было обращено внимание на то, что каждое состояние квантовой системы из L двухуровневых квантовых элементов (квантовых битов – кубитов), в отличие от классической системы, может находиться в некоторой когерентной суперпозиции из 2^L булевых состояний, то есть характеризуется вектором состояния в 2^L -мерном гильбертовом пространстве. Для описания такой квантовой суперпозиции в классических вычислениях потребуется задать 2^L комплексных чисел, то есть понадобится экспоненциально большие вычислительные ресурсы. Уже для $L \sim 100$ их число будет $\sim 10^{30}$. Таким образом, эффективное моделирование квантовых систем, содержащих до 100 двухуровневых элементов, практически недоступно классическим компьютерам, но может эффективно осуществляться на основе использования соответствующих квантовых логических операций, которые действуют в 2^L -мерном гильбертовом пространстве, и этим принципиально отличается от операций над булевыми состояниями. Квантовые вентиля способны совершать унитарные операции над суперпозициями состояний. Элементарным шагом при квантовых вычислениях является отдельная унитарная операция над q -битовой суперпозицией, а для классического компьютера такая операция потребовала бы 2^L элементарных шагов. В этом заключается квантовый параллелизм в работе квантового устройства, приводящий к существенному ускорению вычислительного процесса – главному преимуществу квантовых вычислений.

Большое внимание к проблеме разработки квантовых компьютеров привлек Р. Фейнман. Благодаря его авторитетному призыву число специалистов, обративших внимание на квантовые вычисления, увеличилось во много раз.

Фейнман в 1986 г. предложил первую схему квантового обратимого компьютера, состоящего из элементов с двумя состояниями в качестве вычислительного базиса [180].

И все же долгое время оставалось неясным, можно ли использовать гипотетическую вычислительную мощь квантового компьютера для ускорения решения практических задач.

Элементарная единица в квантовой теории информации – это квантовый бит или кубит (quantum bits, qubits), введенный Б. Шумахером в 1995 г. [181]. Было предложено также использовать термин «q-бит» [182].

Кубит – это квантовая система, имеющая два базовых состояния, которые обозначаются $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Двум значениям кубита могут, например, соответствовать основное и возбужденное состояние двухуровневой системы, направление «вверх» и «вниз» спина электрона или атомного ядра, направление тока в сверхпроводящем кольце и т. п. Иначе, кубит – это вектор состояния двухуровневой системы (рис. 7.18).

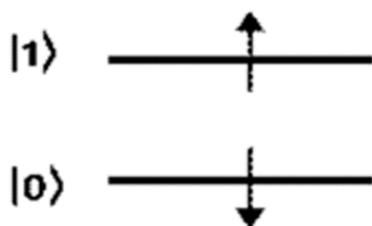


Рис. 7.18. Иллюстрация кубита: состояниям $|0\rangle$ и $|1\rangle$ отвечают, например, направления спина атомного ядра «вверх» или «вниз»

Состояние двухуровневой системы (кубита) представляется в виде суперпозиции

$$|S\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle,$$

где α и β – комплексные коэффициенты амплитуды состояний, удовлетворяющие условию нормировки $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$.

Заметим, что такая запись не означает, что значение кубита «распределено» между состояниями «0» и «1». Оно означает, что кубит – это когерентная суперпозиция двух ортогональных состояний. Измерение кубита в базисе двух собственных состояний «0» и «1» будет давать значение «0» с вероятностью $|\alpha|^2$ и значение «1» – с вероятностью $|\beta|^2 = 1 - |\alpha|^2$. Кубит – это обобщение классического бита, который является предельным случаем кубита при $|\alpha|^2 = 1$ либо $|\beta|^2 = 1$. Отличие между когерентной суперпозицией и смесью (между чистым состоянием и смешанным) состоит в том, что для чистого состояния S всегда можно указать базис, в котором значение кубита строго определено, то есть является собственным. Для смешанного состояния такого базиса не существует.

Например, рассмотрим чистое состояние

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle).$$

Состояние $|0\rangle = |\uparrow\rangle$ – это вектор-столбец (спин – вверх); состояние $|1\rangle = |\downarrow\rangle$ – это тоже вектор-столбец, но спин – вниз. При измерениях в базисе «0» и «1», очевидно, что состояния «0» и «1» будут обнаружены с вероятностью 0,5.

Состояниями кубитов можно управлять и целенаправленно получать любые состояния. Одно из основных преобразований в квантовой теории информации – это преобразование Адамара – унитарный оператор, действующий на кубит следующим образом:

$$H|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle), \quad H|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle).$$

Применение его к кубиту $|S\rangle$ приводит к результату $H|S\rangle = |0\rangle$, то есть получается строго определенное значение кубита. Это было бы невозможно для некогерентной смеси, а возможно только для когерентной суперпозиции. Если преобразование Адамара применить два раза, то получится исходное состояние.

Приведем квантовые алгоритмы, исторически разработанные первыми.

Алгоритм Саймона (1994 г.) в статье с символическим названием «О мощи квантовых вычислений» [183, 184] решал задачу нахождения периода функций, которую на квантовом компьютере можно было бы решить за полиномиальное время $O(n^2)$, однако на классическом компьютере потребовалось бы экспоненциальное время $O(2^n)$.

Алгоритм Шора для эффективности квантовых вычислений был предложен П. Шором в 1994–1997 гг. Он разработал квантовый алгоритм разложения целых чисел на простые множители за полиномиальное время [185, 186]. Алгоритм разложения на простые множители, или алгоритм Шора для факторизации L -битового числа N , лучший классический алгоритм, который асимптотически определяет время $O(\exp(cL^{1/3} \log^{2/3} L))$. Квантовый метод асимптотически определяет $O(L^2 \log L \log(\log L))$ шаги. Так как функция $\log(\log L)$ растет чрезвычайно медленно, можно считать, что квантовый метод дает $O(L^2 \log L)$. Ключевая идея этого алгоритма – определение периода некой последовательности с помощью Фурье-преобразования. Период этой последовательности экспоненциально зависит от L , поэтому такой метод непрактичен для обычных классических вычислений. По сравнению с лучшим из известных на сегодня классических методов квантовый алгоритм Шора дает многократное ускорение вычислений, причем, чем длиннее факторизируемое число, тем значительней выигрыш в скорости. В случае классического алгоритма

увеличение факторизуемого числа приводит к экспоненциальному росту требуемых ресурсов. Например, для разложения на множители 500-значного числа нужно в 100 млн раз больше итераций, чем для 250-значного числа. Для алгоритма Шора объем необходимых ресурсов растет лишь полиномиально – 500-значное число требует всего в 8 раз больше шагов, чем 250-значное.

Оказывается, используя законы квантовой механики, можно построить такие компьютеры, для которых задача факторизации и многие другие задачи не составят большого труда. Квантовый компьютер с памятью объемом всего лишь около 10 тысяч квантовых битов способен разложить 1 000-значное число на простые множители в течение всего нескольких часов.

Алгоритм Л. Гровера в 1997 г. был предложен для быстрого поиска в неупорядоченной базе данных. Л. Гровер в статье с характерным названием «Квантовая механика помогает найти иголку в стоге сена» [187]. (Пример такой базы данных – телефонная книга, в которой фамилии абонентов расположены не по алфавиту, а произвольным образом.) Задача поиска, выбора оптимального элемента среди многочисленных вариантов очень часто встречается в экономических, военных, инженерных задачах, в компьютерных играх. Алгоритм Гровера позволяет не только ускорить процесс поиска, но и увеличить примерно в два раза число параметров, учитываемых при выборе оптимума. Пусть имеется список из N наименований. Классический алгоритм дает порядка $N/2$ обращений к базе данных для отыскания нужного наименования. Квантовый алгоритм требует порядка $O(\sqrt{N})$ обращений. Например, если $N = 10^4$, классический метод дает ответ примерно за 5 000 обращений, а квантовый – за 100. Если же $N = 10^6$, то классический поиск потребует $5 \cdot 10^5$ обращений, а квантовый метод всего 1 000!

Ч. Беннет и др. в 1997 г. показали, что никакой квантовый процесс не может ускорить неструктурированный поиск сильнее, чем ускорение в квадратный корень, которое достигается в алгоритме Гровера [188].

Т. Хогг в 1996–1998 гг. [189, 190] также разработал несколько эвристических квантовых алгоритмов упорядоченного поиска. Его подход является совершенно неклассическим, в нем используются весьма нетривиальные свойства квантовых вычислений. Единственный минус его подхода заключается в том, что, как и во многих эвристических алгоритмах, использование упорядоченности является усложненным, и при этом очень трудно определить вероятность получения верного ответа при одной итерации алгоритма. Следовательно, пока еще не понятно, насколько эффективны алгоритмы Хогга. В классической теории эффективность эвристических алгоритмов оценивается с помощью эмпирического тестирования. Но поскольку при моделировании квантовых операций на классическом компьютере наблюдается экспоненциальное замедление, то эмпирическое тестирование квантовых алгоритмов сегодня невозможно, разве что за небольшими исключениями. Ал-

горитм Хогга в применении к некоторым задачам упорядоченного поиска является более эффективным, чем алгоритм Гровера, но ускорение при этом является полиномиальным. С теоретической точки зрения – это менее интересно, но с практической – даже малое полиномиальное ускорение этих вычислительных задач имеет огромное значение. До тех пор, пока не будет создано больших квантовых компьютеров или лучших приемов для анализа таких алгоритмов, эффективность нельзя будет определить точно.

Реальному созданию квантовых компьютеров препятствует серьезная проблема – ошибки, или помехи. Дело в том, что один и тот же уровень помех гораздо интенсивнее портит процесс квантовых вычислений, чем классических. Существование кодов, исправляющих квантовые ошибки, впервые было продемонстрировано в работах Шора и Стина в 1995–1996 гг. [191, 192].

Время, которое необходимо для осуществления определенных классических вычислений, можно уменьшить, используя параллельные процессоры. Чтобы достичь экспоненциального уменьшения времени, требуется экспоненциально увеличить число процессоров, а следовательно, и объем физического пространства. В квантовой системе для экспоненциального уменьшения времени требуется лишь линейное увеличение объема необходимого физического пространства. Это явление связано непосредственно с квантовым параллелизмом (Дойч и Джозса, 1992 г.). Алгоритм Дойча – Джозса – один из первых квантовых алгоритмов, который экспоненциально быстрее любого классического алгоритма [178, 179].

Существует еще одна важная особенность: пока квантовая система выполняет вычисления, доступ к результатам ограничен. Процесс доступа к результатам – это процесс измерения, который возмущает квантовое состояние, искажая его. Ученые обнаружили нестандартные пути решения задачи измерения, чтобы использовать преимущества квантового параллелизма. Манипуляции подобного рода не имеют аналогов в классической теории и требуют применения нетрадиционных приемов программирования. Один из таких приемов заключается в управлении квантовым состоянием таким образом, чтобы могло быть считано общее свойство всех результирующих значений, такое как симметричность или период функции. Подобная техника используется в алгоритме разложения на множители Шора. При другом подходе квантовые состояния преобразуются так, чтобы увеличить вероятность считывания интересующего нас результата вычислений. Этот прием используется в поисковом алгоритме Гровера.

Квантовый регистр (ячейка памяти) устроен почти так же, как и классический. Это цепочка квантовых битов, над которыми можно проводить однобитовые и двухбитовые логические операции. Умея выполнять эти операции над кубитами, можно реализовать любую программу для квантового компьютера. К базовым состояниям квантового регистра, образованного L кубитами, относятся так же, как и в классическом, все возможные последовательности

нулей и единиц длиной L . Всего может быть 2^L различных комбинаций. Их можно считать записью чисел в двоичной форме от 0 до $2^L - 1$ и обозначать $0, 1, 2, 3, \dots, 2^L - 1$. Однако эти базовые состояния не исчерпывают всех возможных значений квантового регистра (в отличие от классического), поскольку существуют еще и состояния суперпозиции, задаваемые комплексными амплитудами, связанными условием нормировки. Классического аналога у большинства возможных значений квантового регистра (за исключением базовых) просто не существует. Состояния классического регистра существенно уступают всей совокупности состояний квантового компьютера.

Пусть на регистр осуществляется внешнее воздействие, например подаются электрические импульсы или направлены лазерные лучи. Если это классический регистр, то импульс, который можно рассматривать как вычислительную операцию, изменит L переменных. Если же это квантовый регистр, то тот же импульс может одновременно преобразовать до 2^L переменных. Таким образом, квантовый регистр в принципе способен обрабатывать информацию в $2^L/L$ раз быстрее по сравнению со своим классическим аналогом. Отсюда сразу видно, что маленькие квантовые регистры ($L < 20$) могут служить лишь для демонстрации отдельных узлов и принципов работы квантового компьютера, но не принесут большой практической пользы, так как не сумеют обогнать современные ЭВМ, а стоят будут заведомо дороже. В действительности квантовое ускорение обычно значительно меньше, чем приведенная грубая оценка сверху (это связано со сложностью получения большого количества амплитуд и считывания результата), поэтому практически полезный квантовый компьютер должен содержать тысячи кубитов. Но вместе с тем понятно, что для достижения действительного ускорения вычислений нет необходимости собирать миллионы квантовых битов. Компьютер с памятью, измеряемой всего лишь в килокубитах, будет в некоторых задачах несоизмеримо быстрее, чем классический суперкомпьютер с терабайтами памяти.

Существует, однако, класс задач, для которых квантовые алгоритмы не дают значительного ускорения по сравнению с классическими. Одним из первых это показал Ю. Ожигов в 1999 г. [193, 194], построивший ряд примеров алгоритмов, принципиально не ускоряемых на квантовом компьютере ни на один такт.

И все-таки нет сомнения, что компьютеры, работающие по законам квантовой механики, – новый и решающий этап в эволюции вычислительных систем.

Привычная для нас классическая логика является лишь частным случаем квантовой и справедлива для незначительной части реальности, описываемой классической физикой. Моментом зарождения квантовой логики как самостоятельного направления в квантовой теории можно считать 1936 г., когда Бирхгоф и фон Нейман опубликовали статью «Логика квантовой механики» [195]. Хотя чуть раньше в 1932 г. фон Нейман в своей знаменитой кни-

ге «Математические основы квантовой механики» [113] уже обратил внимание на возможность существования особой квантовой логики, обобщающей логику классическую. Предметом физики являются не только некоторые конкретные физические величины, полученные при измерении, но и вся совокупность «непроявленных» результатов – тех, которые могли иметь место, но в данном случае не были реализованы.

Основное отличие квантовой логики от классической заключается в том, что в ней состояния физической системы определяются не только конкретными значениями связанных с системой наблюдаемых величин, но и всей совокупностью альтернативных свойств системы (суперпозицией состояний).

Квантовая логика существенно отличается от булевой. Например, не выполняется закон дистрибутивности в его общей форме. Дистрибутивность операций имеет место лишь для некоторых отдельных множеств, заданных на совместимых подпространствах гильбертова пространства. Дистрибутивный закон справедлив для попарно совместимых подпространств. С набором совместимых подпространств можно связать проекционные операторы и построить наблюдаемые, которые будут попарно коммутировать, и их можно представить как функцию одного оператора, то есть им соответствуют одновременно измеряемые величины.

Для реализации квантовых алгоритмов нужно небольшое число логических квантовых операторов (гейтов): однокубитные – NOT (логическое «Не»), преобразование Адамара (перевод кубита в нелокальное суперпозиционное состояние); двухкубитные – CNOT (контролируемое «НЕ», Controlled NOT, аналог исключающего ИЛИ в классических компьютерах), SWAP (обмен состояниями) – и этого будет достаточно. С их помощью можно реализовать любые алгоритмы – не только классические, но и квантовые, которые реализуют квантовую логику.

7.8. Квантовый компьютер

Для реализации квантового компьютера необходимо не только выбрать хорошее физическое представление для кубита, в котором отражены его квантовые свойства, но также найти такую систему, в которой динамика кубитов будет управляемой [172]. Далее, также необходимо приготовить некоторый набор начальных условий и измерить конечный результат. При этом трудности экспериментальной реализации связаны с тем, что, как правило, можно удовлетворить лишь какой-либо части таких требований.

Идеальным квантовым компьютером называется такое квантовое устройство, в котором сохраняется когерентность используемых квантовых состояний, то есть подавлено взаимодействие с окружением, отсутствует декогеренция [196]. Схема квантового компьютера из работы К. Валиева приведена на рисунке 7.19.



Рис. 7.19. Схема квантового компьютера [196, с. 10]

Компьютер представляет собой регистр из n кубитов, которые управляются внешними классическими сигналами. Он встроен в классическое окружение, состоящее из управляющего классического компьютера и генераторов импульсов, управляющих эволюцией кубитов, а также средствами измерения состояния кубитов.

Основные работы над аппаратным обеспечением квантового компьютера ведутся в следующих направлениях:

- 1) создание квантового процессора;
- 2) создание устройства для хранения квантовой информации (квантовая память);
- 3) разработка квантовой шины для обмена информацией.

При разработке квантового процессора необходимо выбрать физическую основу процессора, которая бы отвечала нижеследующим требованиям:

1. Физическая система, представляющая собой квантовый процессор, должна содержать достаточно большое число $N > 100$ хорошо различаемых кубитов для выполнения соответствующих квантовых операций.

2. Необходимо обеспечить условие для приготовления входного регистра в исходном основном базисном состоянии, то есть должна существовать достаточно легко реализуемая возможность зануления регистра и перевода кубитов в чистое состояние.

3. Необходимо ограничить процесс декогеренции квантовых состояний, обусловленный взаимодействием системы кубитов с окружающей средой, что приводит к разрушению суперпозиций квантовых состояний и делает невозможным выполнение квантовых алгоритмов. Время декогеренции должно, по крайней мере, в 10^4 раз превышать время выполнения основных квантовых операций (время такта). Для этого система кубитов должна достаточно слабо взаимодействовать с окружением.

4. Необходимо обеспечить за время такта выполнение требуемой совокупности квантовых логических операций, определяющей унитарное преобразование. Любую математическую операцию – арифметическую, то есть сложение, вычитание, умножение, деление и т. п., и логическую – «И», «ИЛИ» и т. п., можно свести к ограниченному числу логических операций. Из них основные всего лишь три: операция CNOT (контролируемое «НЕ») – это двухкубитная операция, а также две однокубитные операции – операция «НЕ» и преобразование Адамара. Умея выполнять эти операции над кубитами, можно реализовать любую программу для квантового компьютера.

5. Необходимо уметь воздействовать на каждый кубит по отдельности, а также иметь возможность измерить состояния квантовой системы на выходе, то есть при выводе результата. Одним словом, выбор физической основы квантового процессора должен быть согласован с достаточно простым устройством ввода-вывода информации.

Таким образом, кратко, для реализации квантового компьютера необходимо:

- 1) реализация системы кубитов;
- 2) осуществление механизма «перепутывания» кубитов;
- 3) осуществление контролируемым образом логических операций над кубитами – реализация логического элемента (ЛЭ);
- 4) система должна быть масштабируемой, то есть логические операции должны распространяться на N кубитов;
- 5) физическая система должна быть квантово-механически стабильна.
- 6) необходим механизм, осуществляющий запись, чтение и сброс данных.

При оценке перспективности какой-либо физической системы ключевую роль играет понятие квантового шума или потери когерентности. Наибольшая продолжительность квантового вычисления может быть оценена следующим отношением: $\lambda = \tau_{\text{оп}}/\tau_{\text{к}}$, где $\tau_{\text{оп}}$ – длительность выполнения элементарного унитарного преобразования, действующего на небольшое число кубитов; $\tau_{\text{к}}$ – время поддержания квантовой когерентности.

В таблице 7.1 приведены грубые оценки для этих величин, при этом рассмотрены три принципиальных представления кубита – спин, заряд и фотон [172, с. 348]. Эти данные лишь весьма грубо позволяют оценить перспективность различных систем, так как при фактической реализации возникают новые источники шума.

Рассмотрим основные варианты физической основы (элементной базы) квантового процессора.

1. Использование в качестве квантового процессора пробырки с органической жидкостью, где кубитами являются ядра отдельных атомов со спинами $1/2$, связанные косвенными спин-спиновыми взаимодействиями.

Таблица 7.1

Оценки

времени потери когерентности τ_k , времени выполнения одной операции $\tau_{оп}$ и максимального числа операций $n_{оп} = \lambda^{-1} = \frac{\tau_k}{\tau_{оп}}$ для различных вариантов физической реализации системы взаимодействующих квантовых битов

Система	τ_k	$\tau_{оп}$	$n_{оп} = \lambda^{-1}$
Спин ядра	$10^{-2}-10^{-8}$	$10^{-3}-10^{-6}$	10^5-10^{14}
Спин электрона	10^{-3}	10^{-7}	10^4
Ионная ловушка	10^{-1}	10^{-14}	10^{13}
Электрон – Au	10^{-8}	10^{-14}	10^6
Электрон – GaAs	10^{-10}	10^{-13}	10^3
Квантовая точка	10^{-6}	10^{-9}	10^3
Оптический резонатор	10^{-5}	10^{-14}	10^9
СВЧ резонатор	10^0	10^{-4}	10^4

Органическая жидкость в пробирке ведет себя как одна молекула этого вещества, точнее, все молекулы ведут себя одинаково в тех взаимодействиях, которые необходимы. Таким образом, появляется возможность применить к макроскопическим объемам жидкости отработанные методики и техники ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Индивидуальное обращение к отдельным кубитам заменяется обращением к соответствующим кубитам одновременно во всех молекулах большого ансамбля. Логические операции над кубитами (с помощью радиочастотных импульсов) и вывод результата осуществляется стандартными методами ЯМР. Компьютер такого рода получил название ансамблевого квантового компьютера. Он может работать и при комнатной температуре. Время декогеренции квантовых состояний ядерных спинов в жидкости достаточно велико и может составлять несколько секунд. Именно при использовании этой элементной базы в настоящее время достигнут самый значительный успех в практической реализации квантовых вычислений.

В 1998 г. впервые в мире группой И. Чуанга [197] создан 2-кубитный квантовый компьютер. Были продемонстрированы алгоритм Гровера [198] и алгоритм Дойча – Джозса [199]. В 1999 г. был создан 3-кубитный, в 2000 г. – 5-кубитный квантовый компьютер. Последнее достижение этой группы – 7-кубитный квантовый компьютер. Метод ЯМР в жидкостях при комнатной температуре дал возможность демонстрации экспериментального выполнения основных квантовых алгоритмов и методов коррекции ошибок с использованием до семи кубитов в ансамблевом квантовом компьютере. Однако после установления факта ограничения числа кубитов порядка 10 усилия по развитию этого направления стали ослабевать [199]: квантовые вычисления в области ЯМР в жидком состоянии прекратились из-за ограничений, превышающих десятки кубитов. Оценки показывают, что предель-

ным значением, когда еще можно что-то измерить, является 10–13 кубитов. Физические ограничения состоят в том, что косвенные спин-спиновые взаимодействия, необходимые для организации основных логических операций, сами по себе очень слабые. В результате время выполнения логических операций оказывается чрезвычайно большим, а создаваемый компьютер имеет небольшое быстродействие. В этом случае более перспективными оказываются твердотельные квантовые компьютеры на основе ЯМР, поскольку диполь-дипольные взаимодействия ядерных спинов в несколько тысяч раз превосходят косвенные спин-спиновые взаимодействия.

2. Использование в качестве кубитов уровней энергии ионов, захваченных ионными ловушками, создаваемыми в вакууме определенной конфигурацией электрического поля в условиях их лазерного охлаждения до микрокельвиновых температур. Взаимодействие между заряженными ионами в одномерной цепочке этих ловушек осуществляется посредством возбуждения их коллективного движения, а индивидуальное управление ими – с помощью лазеров инфракрасного диапазона. Первый прототип квантового компьютера, соответствующий этим принципам, был предложен австрийскими физиками И. Цираком и П. Золлером в 1995 г. [200]. Преимущество такого подхода заключается в сравнительно простом индивидуальном управлении отдельными кубитами. Основными же недостатками этого типа квантовых компьютеров являются необходимость создания сверхнизких температур, обеспечение устойчивости состояний ионов в цепочке, а также ограниченность возможного числа кубитов значением $N < 40$. На сегодняшний день установлен практически полный контроль над квантовым состоянием единичного иона в ловушке, и внимание экспериментаторов переключилось на системы из нескольких ионов с хорошо контролируемыми взаимодействиями между ними. Действие квантовых логических схем основано в данном случае на квантовой запутанности внутренних степеней свободы ионов (электронные возбуждения) и коллективного движения (колебательного возбуждения) запертых в ловушке ионов.

3. Использование в качестве кубитов зарядовых состояний куперовских пар в квантовых точках, связанных переходами Джозефсона, предложенное Д. В. Авериным в 1998 г. [201]. Первый твердотельный кубит на основе этих принципов был создан в Японии в 1999 г. [202]. Предполагается, что перспективность этого направления заключается в возможности создавать электронные квантовые устройства высокой степени интеграции на одном кристалле, при этом для управления кубитами не потребуются громоздкие лазерные или ЯМР-установки. Однако создание квантовых компьютеров по-прежнему сопряжено со многими трудностями – нерешенным остается ряд важных проблем, в частности, устойчивости состояний кубитов и декогеренции.

4. В работе [203] была предложена реализация универсального набора одно- и двухквантовых битовых вентилях для квантовой вычислительной станции, использующей спиновые состояния связанных одноэлектронных квантовых точек. Проводились экспериментальные исследования по созданию кубитов на электронах в полупроводниковых квантовых точках. В качестве кубитов исследовались орбитальные или спиновые состояния одиночного электрона в квантовой точке. В этом методе число кубитов (квантовых точек с одиночным электроном) не ограничено.

5. В работе 2001 г. [204] были приготовлены и исследованы кубиты на сверхпроводниковых мезоструктурах. Квантовая информация кодируется числом сверхпроводящих пар в квантовой точке, а также направлением сверхпроводящего тока в сквиде (сверхпроводящем квантовом интерферометре). Для приготовления структур кубитов использовались технологические методы микроэлектроники. Число изготавливаемых кубитов на «чипе» в принципе не ограничено.

6. В 2002 г. появилось сообщение, что исследователи из Висконсинского университета в Мэдисоне создали первую в мире симуляцию архитектуры квантового компьютера, применив кремниевую технологию изготовления. Эта архитектура, в которой используется горизонтальное и вертикальное туннелирование через двойные верхние и нижние ворота, занимает на чипе 50 нм^2 . Группа исследователей пришла к выводу, что современное оборудование для кремниевого производства пригодно и для производства квантовых чипов, хотя они пока работают со скоростью 1 МГц из-за больших требований к импульсному генератору. В качестве квантового бита были выбраны направления спина электрона 1 – вверх, 0 – вниз. В ходе эксперимента проведены простейшие вычисления, для чего было объединено несколько квантовых точек. Однако для того, чтобы производить действительно «полезные» вычисления, в компьютер понадобится добавить еще около 1 миллиона квантовых точек.

В статье К. А. Валиева [196] рассмотрены варианты квантовых компьютеров, в реализации которых были достигнуты определенные успехи. Были проанализированы нижеследующие варианты реализации кубитов:

- 1) на ионах в одномерном ионном кристалле в ловушках Пеннинга и Пауля, а также в ловушках для нейтральных атомов;
- 2) ядерных спинах в жидкостных ЯМР квантовых компьютерах;
- 3) ядерных спинах – кубитах в полупроводниковых кристаллах бесспинового моноизотопного кристалла кремния ^{28}Si , в котором атомы фосфора ^{31}P (кубиты) расположены в линейной цепочке (модель Кейна);
- 4) квантовых точках в твердотельном квантовом компьютере, в качестве кубитов используются орбитальные или спиновые состояния одиночного электрона в квантовой точке;

- 5) сверхпроводящих элементах – кубиты реализуются на сверхпроводниковых мезоструктурах. Существуют два варианта: в первом – квантовая информация кодируется на зарядовых состояниях куперовских пар в сверхпроводниковых островках, во втором используется квантование магнитного потока в сверхпроводящих квантовых интерференционных приборах.

Все эти методы в той или иной мере уже реализованы экспериментально.

Рассматривается также ряд перспективных идей в реализации квантового компьютера.

1. Двумерный электронный кристалл в потенциальной ловушке (яме) вблизи поверхности жидкого гелия.
2. Двумерная решетка атомов в оптической ловушке, образованной стоячей волной интерферирующих лазерных пучков.
3. Анионы в двумерном электронном газе в полупроводниках в условиях дробного квантового эффекта Холла.
4. Квантовые клеточные автоматы в ферромагнитных (антиферромагнитных) структурах в кристаллах.

В 1989–1990 гг. Гринбергер, Хорн и Цайлингер в работах [205; 206], рассматривая определенные трехчастичные эксперименты (состояния Гринбергера – Хорна – Цайлингера – «ГХЦ – состояния»), показали, что выводы теорий скрытых параметров и квантовой механики полностью противоречат друг другу: в их работе отсутствуют неравенства, их предсказания совершенно разные. Это сильнейший аргумент против теории скрытых параметров. Экспериментальная реализация трехфотонного перепутанного состояния [207] занимает очень важное место в квантовой информации.

В статье [208] говорится о Cat-состояниях (состояниях «Кота Шрёдингера»), частным случаем которых являются ГХЦ-состояния для трех частиц. Авторы обращают внимание на то, что среди классов сильно запутанных состояний множества квантовых систем особенно полезны так называемые состояния «кота Шрёдингера». Состояния Cat – это равные суперпозиции двух максимально разных квантовых состояний. Они являются фундаментальным ресурсом в отказоустойчивых квантовых вычислениях и квантовой связи, где они могут включать такие протоколы, как телепортация с открытым ключом. Они также играют важную роль в фундаментальных испытаниях квантовой механики и позволяют улучшить соотношение «сигнал/шум» в интерферометрии. Состояния Cat очень чувствительны к декогеренции, их подготовка является сложной задачей и может служить демонстрацией хорошего квантового контроля. В статье сообщалось о создании состояний Cat до шести атомных кубитов. Пространство состояний каждого кубита определяется двумя основными состояниями иона бериллия и соответствует запутанной равной суперпозиции всех атомов в одном состоянии и всех атомов в другом состоянии.

Состояния Cat готовились в трехступенчатом процессе, независимо от количества запутанных атомов. Авторы этой статьи утверждали, что их метод можно использовать, например, в квантовой криптографии, где нужна большая чувствительность – при попытке «подслушать» квантовый канал связи запутанность должна тут же разрушаться.

В статье [209] рассматриваются так называемые W-состояния. Это суперпозиционное состояние типа $|00\dots01\rangle + |00\dots10\rangle + \dots + |01\dots00\rangle + |10\dots00\rangle$ с равными весами, то есть когда есть одна единица, а все остальные – нули, либо симметричное ему состояние: один ноль, остальные – единицы.

Среди различных видов запутанных состояний состояние W играет важную роль, поскольку его запутанность максимально устойчива и устойчива даже при потере частиц. Такие состояния играют важную роль в качестве ресурса в квантовой обработке информации и в квантовой связи. В статье сообщалось о масштабируемой и детерминированной генерации четырех-, пяти-, шести-, семи- и восьмичастичных запутанных состояний типа W с захваченными ионами. Получали максимально возможную информацию об этих состояниях, выполняя полную характеристику с помощью томографии состояния и используя индивидуальный контроль и обнаружение ионов. Детальный анализ доказывает, что запутанность является подлинной. Наличие таких многочастичных запутанных состояний вместе с полной информацией в виде их матриц плотности создает испытательный стенд для теоретических исследований многочастичной запутанности. Авторы статьи предполагали, что состояния такого типа больше подходят для квантовых вычислений.

Состояния Cat- и W-типа являются основными классами состояний, на которых отрабатываются теоретические методы анализа квантовой запутанности. Их характеристики хорошо изучены, и основное различие между ними состоит в том, что Cat-состояния более чувствительны к таким внешним манипуляциям, как измерение. Например, в случае ГХЦ-состояния (трехчастичное Cat-состояние), если удалить любую из трех подсистем, то оставшиеся две будут не запутаны, классически коррелированы. Парные корреляции – классические, но в то же время корреляции одной частицы с двумя другими – чисто квантовые, и, как целое, это состояние максимально запутанное. Таким образом, Cat-состояние (произвольной размерности) служит примером максимальной запутанности, когда вся большая система находится в нелокальном состоянии, но на уровне подсистем (в пространствах состояний меньшей размерности) существуют локальные объекты.

Основная особенность W-состояния состоит в том, что при удалении одной частицы запутанность между другими сохраняется.

Таким образом, экспериментаторы научились не просто готовить многочастичные запутанные состояния, но и реализовывать тот или иной тип запутанности в системе. Различные классы запутанных состояний предполагается использовать в зависимости от их особенностей.

В середине 2005 г. была опубликована статья [210] о простом экспериментальном методе создания запутанных кубитов оптическими методами с использованием поперечного импульса и запутанности фотонов, испускаемых при спонтанном параметрическом преобразовании частоты. В русскоязычной литературе этот процесс известен под названием «спонтанное параметрическое рассеяние света» [141]. В этом эксперименте ультрафиолетовый лазерный луч направлялся на кристалл с нелинейными оптическими свойствами (β -борат бария), который спонтанно расщепляет ультрафиолетовый фотон на пару запутанных инфракрасных фотонов. Исследователи фактически запутывают импульсы фотонов, это означает, что их положения в реальном месте (координаты), как показывает детектор, также запутаны.

В октябре 2019 г. специалисты НИТУ «МИСиС» сообщили [211] о создании первого в России прототипа квантового компьютера на двух кубитах, в основе которых сверхпроводящие материалы. Причем чип для квантового компьютера был изготовлен в МГТУ им. Баумана. В НИТУ «МИСиС» заработал первый в России прототип квантового компьютера. Устройство на двух кубитах выполнило квантовый алгоритм Гровера, превысив ранее известный предел точности на 3 %. В качестве основы для кубитов были взяты сверхпроводящие материалы.

Исследователи из Шанхайского университета в 2020 г. разработали первый фотонный квантовый компьютер «Цзючжан» [212], скорость вычислений которого в 10 миллиардов раз выше, чем у квантового процессора “Google Sycamore”, состоящего из 54 кубитов. В ходе демонстрации работы китайского квантового компьютера «Цзючжан» всего за 200 секунд была решена задача по отбору проб гауссовских бозонов – 76 фотонов из 100 возможных. Эту задачу китайский классический суперкомпьютер “Sunway TaihuLigh” с производительностью 93 петафлопс решал бы около двух с половиной миллиардов лет. Отличительной чертой китайской разработки является то, что эта машина может только демонстрировать квантовое превосходство, но фактически не решает никаких задач. Компьютер же американской корпорации является программируемым, так что его можно адаптировать под решение различных задач.

В ноябре 2019 г. Госкорпорация «Росатом» запустила масштабный проект по созданию отечественного квантового компьютера и библиотеки квантовых алгоритмов с бюджетом 24 млрд рублей [213].

В апреле 2021 г. в МФТИ сообщили о разработке пятикубитового прототипа квантового процессора [214].

Ученые Центра НТИ «Квантовые коммуникации» [215] НИТУ «МИСиС», МФТИ и РКЦ разработали архитектуру *квантовой сети*, которая позволяет на 28 % снизить стоимость ее развертывания и обслуживания за счет использования оптических переключателей и уменьшения количества устройств квантового распределения ключей (КРК).

Создание квантовых сетей связано с рядом проблем: высокой стоимостью устройств КРК и необходимостью обеспечения разумных скоростей передачи секретных ключей между общающимися субъектами. Максимальная скорость передачи сигнала зависит от длины линии и параметров КРК-установки. Она будет «разумной», если будет больше или равна скорости расходования ключа потребителем. В противном случае ключ необходимой длины будет не успевать накапливаться и передача шифрованных данных будет прерываться на «паузу». Группа ученых НТИ НИТУ «МИСиС», МФТИ и РКЦ предложила решить эти затруднения в развитии сетей КРК за счет использования оптических коммутаторов существующих оптоволоконных сетей, что позволит сократить количество используемых устройств КРК. Идея использования коммутаторов заключается в том, что оптические каналы существующей телекоммуникационной структуры очень разнородны с точки зрения потерь, поэтому скорость генерации ключей сильно различается в разных сегментах. Поэтому, по крайней мере, в случае конфигурации магистральной квантовой сети нет смысла организовывать непрерывную генерацию ключей на всех участках – скорость генерации ключей ограничена самым медленным каналом. Таким образом, использование оптических переключателей в сегментах с низкими потерями может помочь значительно снизить общую стоимость квантовой сети, в то время как скорость генерации секретного ключа остается достаточно высокой.

Исследователи в своей работе представили архитектуру сети КРК, которая основана на использовании оптических переключателей и сокращении количества передающих и в особенности приемных устройств, в которых применяются однофотонные детекторы. Они дали соответствующую модификацию сетевого протокола сети, используя реалистичную протестированную в лабораторных условиях модель работы протокола. С помощью данной модели был произведен расчет скоростей генерации ключа для каждого участка проектируемой магистральной квантовой сети протяженностью 670 км между Москвой и Удомлей (Тверская область), и проведена оптимизация конфигурации сети для обеспечения ее максимальной производительности. В качестве прототипа была собрана сеть из четырех узлов с одним переключателем и разработан сетевой протокол. Работа этой небольшой сети была протестирована в лабораторных условиях: проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с предсказаниями разработанной теоретической модели, которое продемонстрировало ее валидность.

Разработчики исследовали возможные схемы сети с различным размещением устройств и предложили несколько конфигураций, которые обеспечивают снижение затрат на 28 % на развертывание и обслуживание всей системы без существенной потери общей скорости передачи информации.

Кроме разработок квантового процессора проводятся исследования и по квантовой памяти. Квантовая информация может храниться не только в спиновых системах, но и в виде отдельных фотонов. В 2004 г. европейские ученые из Дании, Бельгии, Германии, Чехии сообщили [214], что они смогли реализовать работу квантовой памяти на сравнительно простой установке, тогда как раньше эксперименты проводились на сложном оборудовании. Предложен и экспериментально продемонстрирован протокол для квантовой памяти, основанный на атомных ансамблях: осуществлена запись внешнего квантового состояния света в атомную квантовую память с точностью до 70 %, что значительно выше, чем при классической записи. Квантовое хранение света достигается в три этапа: взаимодействие света с атомами, последующее измерение проходящего света и обратная связь с атомами, обусловленная результатом измерения. Плотность регистрируемых состояний на 33 % выше, чем при лучшей классической записи света на атомах. Продемонстрировано время жизни квантовой памяти до 4 мс.

Предлагаются все более совершенные схемы для хранения и восстановления квантовой информации. Есть интересные эксперименты в смежных областях. Они пока не связаны напрямую с хранением квантовой информации, но задействованные в них механизмы вполне могут быть использованы в квантовом компьютеринге. Важный эксперимент по исследованию квантовой памяти был проведен в 2004 г. [216]. Удалось продемонстрировать эффект, когда свет, идущий сквозь среду с неоднородным показателем преломления, надолго в ней «застревает», попадая на замкнутые орбиты. Этот эффект связан с диффузией света. Исследователи выяснили, что для изучения диффузии фотонов прекрасно подходит пигмент, использующийся во многих доступных в продаже белых красках. Этот пигмент состоит из микроскопических частичек диоксида титана TiO_2 и в целом действует на свет как среда практически без поглощения, но с высоким и беспорядочно распределенным в пространстве коэффициентом преломления. Эксперимент заключался в следующем: на спрессованный образец пигмента падал короткий импульс света, а затем отслеживалось, на какое время свет «застревает» в этом материале. Для крупнозернистых образцов распределение времен диффузии достаточно хорошо описывалось формулой для диффузии частиц. Однако, исследуя самый мелкозернистый образец, экспериментаторы заметили, что небольшая доля всех фотонов выходила из образца спустя необычно долгое время. Авторы провели серию проверочных экспериментов и доказали, что этот эффект может быть связан только с влиянием интерференции на диффузию волн. Эти запоздавшие фотоны долго крутились внутри образца по замкнутым орбитам, прежде чем выйти из среды. Как предполагают ученые, если теперь изготовить вещество с еще более мелкими зернами диоксида титана, то, возможно, удастся достичь и эффекта полной локализации, при котором фотоны уже не выходят наружу.

Несколько авторов описали базовые требования для построения масштабируемых квантовых компьютеров, включая необходимость взаимодействия произвольных пар кубитов. Отработка четкого механизма этого взаимодействия является, однако, нерешенной проблемой. Их подход состоит в том, чтобы делить физические кубиты на статические зоны, сохраняющие квантовую память, и динамическую шину для кубитной связи зон. Как известно, основы современной архитектуры компьютера были заложены в работах венгерского математика фон Неймана в 1945 г. Классическая модель состоит из 4 основных компонентов: памяти, системы ввода/вывода, логического блока и блока управления; для их связи используются физические шины, по которым пересылаются биты информации от одного модуля к другому. В отличие от физической, предлагаемая квантовая шина является «виртуальной, которую лучше представлять как виртуальную локальную сеть соединений для масштабной параллельной архитектуры квантовых компьютеров». Кубиты памяти должны взаимодействовать друг с другом, а также с блоками логики, управления и ввода/вывода. Для облегчения связи другие ученые предлагают вместо квантовой шины «летающие» кубиты, парящие внутри компьютера и сближающиеся для обмена информацией. Модель превращения материальных кубитов в «летающие», являющиеся чаще всего фотонами, может быть еще одним возможным решением проблемы. Однако разработка необходимого соединения между веществом и фотонами, или стационарными и «летающими» кубитами, сопряжена со многими трудностями. Концепция шины обходится без сцепки между «летающими» и стационарными кубитами. Экспериментаторы начали восполнять этот пробел и интенсивно работают над квантовой шиной. «Летающие» кубиты стали объектом исследований во многих физических лабораториях. В 2004–2005 гг. только в одном научном журнале “Nature” публикации с результатами экспериментальных работ в этом направлении составляли уже довольно внушительный список, в который нужно добавить все работы по квантовой памяти, поскольку процессы хранения и передачи квантовой информации неразрывно связаны. В статьях говорилось о методике создания запутанного состояния между двумя пространственно разнесенными объектами. Авторы сообщали о запутывании двух систем, состоящих из порядка 10^5 атомов, удаленных друг от друга на 2,8 м. В других статьях описывался реализованный на практике процесс передачи квантовой информации от одного атомного ансамбля к другому посредством фотонных кубитов. Причем исследователи осуществили всю цепочку операций, необходимых для устойчивой квантовой связи, а именно – управляемую генерацию единичного фотона в одном узле (в ансамбле атомов рубидия); пересылку по оптоволокну на 100 м к другому узлу, где квантовая информация некоторое время хранилась в коллективном нелокальном состоянии, а затем она была вновь восстановлена в виде фотона без

существенной потери квантовой информации. По существу была создана примитивная квантовая сеть между двумя разнесенными узлами. Предполагается, что такие квантовые сети постепенно придут на смену классическим.

Информация, которую мы получаем сейчас по Интернету, доходит по оптическим волокнам закодированной в сантиметровые лазерные импульсы. Все идет к тому, что эту информацию вскоре научатся передавать не в виде обычных битов, а в квантовой форме – посредством кубитов. Таким образом, физики продемонстрировали возможность телепортации состояния на длинные расстояния, и, следовательно, квантовые сети посредством телепортации могут связать нелокальными корреляциями удаленные узлы в единое целое.

В начале 2006 г. были опубликованы статьи об экспериментальных работах, продолжающих эти исследования [217–219]. Но в них основной упор делался на технические детали, такие как выбор оптимальной длины волны единичных фотонов, подходящей для коммуникации на больших расстояниях: в первой работе использовалась длина волны 1,5 микрон, во второй 0,78 микрон.

Таким образом, «летающие» или курсирующие по оптоволокну кубиты постепенно становятся обыденной реальностью, и их создание уже не считается большим научным достижением.

В этой области делаются также первые шаги к промышленным технологиям. Ученые из Кембриджа (Великобритания) [220] в 2006 г. экспериментально продемонстрировали возможность получения запутанных фотонных пар при помощи простых полупроводниковых светодиодов. Эти запутанные пары могут применяться в том числе и в схемах квантовой коммуникации, курсируя по квантовым шинам и связывая нелокальными корреляциями отдельные узлы. Такая генерация запутанных пар «по требованию» обладает существенными преимуществами перед другими способами их получения и может найти широкое применение в различных квантово-информационных устройствах.

Появились первые языки *квантового программирования* для квантового компьютера, в частности, QCL (Quantum Computation Language). Как пишут разработчики языка, квантовые вычисления сейчас все еще рассматривают как специальную дисциплину в рамках теоретической физики, несмотря на то, что она имеет много общего с классической информатикой. Одна из причин того, что сообщество программистов медленно принимает квантовые вычисления, – запутывающее разнообразие формализма (дираковские обозначения, матрицы плотности, операторы и т. д.). Все эти теоретические инструменты не имеют ничего общего с классическими языками программирования, а изложение самих основ квантовых вычислений часто слишком усложнено. В результате программисты испытывают трудности при моделировании квантовых логических операций знакомыми им средствами. QCL

пытается восполнить этот пробел: это архитектурно независимый язык программирования высокого уровня для квантовых компьютеров с синтаксисом, заимствованным от таких классических языков, как C++ или Паскаль. Этот синтез теории квантовых вычислений и обычных языков программирования обеспечивает моделирование и полное выполнение квантовых алгоритмов (включая классические компоненты) в одном совместимом формализме. По аналогии с классической машиной Тьюринга, в квантовых вычислениях рассматривается квантовая машина Тьюринга. Классическая (булева) логика обобщается квантовыми гейтами, а квантовым унитарным операторам ставятся в соответствие частично рекурсивные функции.

Группа исследователей компании Hitachi, работающая в Кембриджском университете в Великобритании, в августе 2005 г. сообщила [221] о разработке кремниевого кубитного чипа – первом шаге в развитии квантового компьютера, основанного на обычной кремниевой технологии. Ранее кубиты уже создавались на основе арсенида галлия, но время декогеренции, в течение которого сохраняется когерентность состояния кубита, было очень малым. Специалисты компании Hitachi продемонстрировали, что изолированная двойная квантовая точка, созданная на кремниевом кристалле, проявляет себя как кубит со временем декогеренции, в 100 раз большим, чем предыдущая реализация в арсениде галлия. Методика создания квантовых точек уже отработана и может быть использована в стандартных КМОП-процессах (CMOS – complementary metal oxide semiconductor – полупроводниковая технология, применяемая при изготовлении всех логических микросхем, включая микропроцессоры и чипсеты). Одного лишь создания кубита для построения квантового компьютера недостаточно, и кембриджская группа Hitachi произвела все базовые операции: инициализации; манипуляции – с помощью электронных гейтов; измерения – с использованием одноэлектронных транзисторов. Предложенная схема обладает гибкостью, так как кубиты могут быть объединены в разнообразные двумерные цепи, как в обычных микропроцессорах. Это дает возможность наращивать число кубитов до большой квантовой схемы, что необходимо для создания полноценного квантового компьютера.

В начале 2006 г. ученые из Мичиганского университета [222] сообщили о том, что для создания кубита им удалось воспользоваться технологией MEMS (Micro-Electro-Mechanical System), которая сейчас все шире применяется в промышленном производстве. Эта технология позволяет формировать на поверхности подложки микроэлектромеханические структуры различного функционального назначения. По этой технологии изготавливаются интегральные акселерометры, микромоторы, селективные фильтры для биотехнологий и модуляторы света. Микроэлектромеханические системы создаются посредством комбинирования механических элементов, датчиков и электроники на общей кремниевой основе с использованием технологий микропроизводства. Все элементы могут быть реали-

зованы в виде единого изделия – микросхемы на кремниевой пластине, причем выпускать их можно сразу десятками или сотнями. При этом в основе лежит уже апробированная традиционная технология производства полупроводниковых интегральных микросхем.

В MEMS используют обычно два различных вида микрообработки: объемную и поверхностную.

Объемная микрообработка включает технологию глубинного объемного травления. При использовании такого процесса объемная структура получается внутри подложки благодаря ее анизотропным свойствам, то есть различной скорости травления кристалла в зависимости от направления кристаллографических осей. Объемная структура может наращиваться, что и происходит, когда несколько подложек сплавляются и образуют вертикальные связи на атомарном уровне.

При поверхностной микромеханической обработке трехмерная структура создается последовательным наложением основных тонких пленок и удалением вспомогательных слоев согласно требуемой топологии. Преимущество данной технологии заключается в возможности многократного удаления (растворения) вспомогательных слоев без повреждения взаимосвязей базовых слоев. Ее главная особенность в том, что она совместима с полупроводниковой технологией, поскольку для микрообработки используется обычный КМОП-процесс.

Ученые из Мичигана продемонстрировали, что ионные ловушки, которые сейчас широко используются в квантовых вычислениях, можно создавать не вручную, а с использованием промышленной MEMS-технологии. Они создали ионную ловушку из четырех последовательных слоев алюмогаллиевого арсенида на подложке из арсенида галлия, используя молекулярно-лучевую эпитаксию. Ученые проделали отверстие в чипе и сформировали ряд консольных электродов с помощью методов, обычно применяемых при изготовлении микроэлектромеханических систем MEMS. Они установили чип в вакуумное гнездо и через отверстие ввели газ атомов кадмия, используя импульсный лазер. Тщательно регулируя такие параметры, как напряжение электрода и длина волны лазера, ученые смогли получить в ловушке единственный ион $^{111}\text{Cd}^+$ и научились управлять его квантовым состоянием. Авторы сообщают, что такие ловушки обладают высокой надежностью и обеспечивают высокий уровень контроля и манипулирования отдельными состояниями. Метод предоставляет беспрецедентный контроль на уровне единственного атома. В качестве примера практического применения упоминаются прежде всего крупномасштабные квантовые процессоры, поскольку с помощью этого метода можно изготавливать большое количество кубитов.

Таким образом, научные исследования в сфере разработки квантового процессора уже вплотную подошли к промышленным технологиям. Было предложено применять для квантовых вычислений так называемые

квантовые проволоки и новейшие достижения спинтроники. Ученые из Кембриджского университета предложили использовать распространение электронных волн по квантовым нитям для проведения квантовых вычислений. Для создания кубита использовали управляемое туннелирование волн из одного канала в другой, а для организации двухкубитных операций – кулоновское взаимодействие электронов, находящихся в соседних каналах. Предлагалось [223] распространить эту идею на спины, поскольку время декогеренции спиновых степеней свободы гораздо выше. За это время электрон пролетает большие расстояния, а значит, сама структура будет крупнее и, следовательно, проще в изготовлении. Для осуществления универсальных квантовых гейтов (логических операций) можно использовать обменное и спин-орбитальное взаимодействие кубитов. Инициализация и измерение могут быть выполнены любой спиновой инжекцией в/из ферромагнетик(ов) и/или с использованием спиновых фильтров и мезоскопических спин-поляризующих светоделителей. Авторы также оценивают пригодность различных материалов, используемых в настоящее время в нанотехнологиях, для физической реализации своей модели.

Твердотельный квантовый компьютер следует рассмотреть подробнее в связи с гипотетической локализацией квантового компьютера в нашем головном мозге. В 2001 г. в качестве квантового процессора было предложено использовать кристаллы гидроксиапатита кальция $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{OH}$, или его аналоги (фторапатит и др.). Эти монокристаллы считаются очень перспективными кандидатами [224] на роль физической основы твердотельного квантового компьютера, который можно реализовать методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Микроструктура кристалла представляет собой плоскости, перпендикулярные одномерным цепочкам протонов гидроксильных групп. Такие плоскости можно рассматривать как кубиты. Каждая цепочка окружена шестью аналогичными, и существенно то, что расстояние между отдельными «нитеями» почти в три раза больше, чем расстояние между протонами в самой цепочке. Поскольку диполь-дипольное взаимодействие (ДДВ) ядерных спинов убывает с расстоянием как $1/r^3$, константа ДДВ между ближайшими ядрами в одной цепочке в десятки раз больше максимальной константы ДДВ спинов в соседних «нитеях». Поэтому можно считать, что отдельные цепочки ядерных спинов слабо взаимодействуют между собой. В некотором приближении можно рассматривать структуру гидроксиапатита как квазиодномерную (линейную). Это позволяет оперировать целыми плоскостями протонов так, как будто это одиночные линейно расположенные ядерные спины.

В статье 2001 г. [225] предлагается создать твердотельный квантовый компьютер методами ЯМР на монокристалле гидроксиапатита кальция, помещенном в сильное магнитное поле, изменяющееся вдоль одной из осей мо-

нокристалла. В таком компьютере можно организовать согласованную работу очень большого числа кубитов. Основные идеи, предложенные авторами этой статьи Э. Б. Фельдманом и С. Ласеллем, следующие.

1. Каждая плоскость монокристалла, перпендикулярная магнитному полю, является кубитом. Представление о количестве таких плоскостей дает тот факт, что кристалл гидроксиапатита кальция размером $3,5 \times 9,5 \times 9,5$ см содержит 10^8 плоскостей, каждая из которых имеет 10^{16} протонных ядерных спинов.

2. Диполь-дипольные взаимодействия ядерных спинов усредняются методами Ли – Гольдбурга. При этом ДДВ двух выбранных плоскостей (двух кубитов) восстанавливаются с помощью дополнительного селективного облучения монокристалла двумя высокочастотными (ВЧ) полями, перпендикулярными так называемому магическому для ДДВ направлению. ДДВ ядерных спинов в выбранных плоскостях усредняются многоимпульсными последовательностями.

3. Однокубитные операции (логическое НЕ) выполняются с использованием π -импульсов ВЧ поля.

4. Двухкубитные операции (контролируемое НЕ) выполняются с использованием ДДВ кубитов.

К сожалению, с технической точки зрения реализация этого варианта квантового компьютера пока не осуществима, поскольку здесь нужно уметь создавать сильные градиенты магнитного поля порядка 10^6 Гс/см. В настоящее время технически достижимые градиенты – порядка 10^4 Гс/см. Однако принципиальных запретов на получение полей с большим градиентом не существует, есть только технические трудности, которые со временем могут быть преодолены.

Интерес к гидроксиапатиту кальция в качестве перспективной основы твердотельного квантового компьютера со стороны ЯМР-сообщества вовсе не случаен – он вызван подходящей структурой его кристаллической решетки. В случае с гидроксиапатитом существенно то, что монокристалл представляет собой параллельные плоскости, состоящие из протонов, и каждая такая плоскость может играть роль кубита. Таким образом, кубитом является не отдельный спин, а большое число ядерных спинов, лежащих в одной плоскости, и манипулировать ими становится гораздо легче, поскольку речь идет о макроскопических величинах. Другими словами – это вариант ансамблевого квантового компьютера, подобный тому, который реализован на сегодняшний день методами ЯМР в жидкостях. Проблема в том, что техническая реализация требует сильных градиентов внешнего магнитного поля для того, чтобы эти плоскости можно было отличать друг от друга и использовать для локальной адресации кубитов. Не исключено, что есть и другие кристаллы, которые, возможно, даже лучше подходят для этих целей.

Продолжаются не только исследования по фундаментальным основам квантового компьютера, но уже реализуются квантовые компьютеры, использующие различные способы приготовления кубитов и управления ими.

Таким образом, развитие квантовой механики привело к появлению новых научных направлений – физики квантовой информации [138], квантовой теории информации, квантовых вычислений и квантовых компьютеров [172, 226–227]. Все эти направления в настоящее время активно развиваются и обещают плодотворное влияние на все сферы жизни человека.

7.9. Квантовые технологии в России

В последние десятилетия публикуется большое количество статей, посвященных конкретным квантовым исследованиям и работам над квантовыми технологиями. Обзор *Quantum technologies in Russia* [228] посвящен развитию квантовых технологий в России по состоянию на 2019 г. В обзоре отмечается, что развитие квантовых технологий в России основано на достижениях советских и российских ученых в XX в.: создание квантового генератора электромагнитного излучения (Н. Г. Басов и А. М. Прохоров, Нобелевская премия 1964 г.), разработка полупроводниковых гетероструктур, используемых в высокоскоростной электронике и оптоэлектронике (Ж. И. Алфёров, Нобелевская премия 2000 г.), исследования сверхтекучести и сверхпроводимости в области физики низких температур (П. Л. Капица, Нобелевская премия 1978 г.; Л. Д. Ландау, Нобелевская премия 1962 г.; В. Л. Гинзбург и А. А. Абрикосов, Нобелевская премия 2003 г.).

Помимо этого обзора, приведем краткий перечень некоторых российских центров и лабораторий с указанием основных направлений их деятельности по квантовым технологиям. Подробнее о деятельности квантовых центров и лабораторий и их достижениях можно узнать, обратившись к соответствующим сайтам.

В 2018 г. был создан Центр квантовых технологий Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (ЦКТ МГУ) [229]. (До 2018 г. функционировала Лаборатория квантовых оптических технологий.)

В ЦКТ МГУ проводятся исследования по разным направлениям.

В направлении «Защита информации» действуют лаборатории волоконно-оптических систем квантовой криптографии и атмосферной квантовой криптографии.

В направлении «Квантовые вычисления» проводится работа по квантовым вычислениям на холодных атомах, линейно-оптическим квантовым вычислениям, квантовой оптике, прецизионным и квантовым измерениям.

Основное направление деятельности сектора «Нанофотонные устройства» – это нанооптика различных типов наноструктур, включая метаматериалы. В ЦКТ в данном секторе работают три лаборатории – интегральной, резонансной и реконфигурационной нанофотоники.

В направлении «Полупроводниковые наноустройства» ведутся разработка, создание и исследование одноатомных структур, что является продолжением и развитием работ по созданию классических и молекулярных одноэлектронных устройств, проводившихся в лаборатории «Криоэлектроника» физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова с конца 1980-х гг. За это время на физическом факультете МГУ разработаны и экспериментально продемонстрированы уникальные наноэлектронные устройства: одноэлектронная ячейка памяти с временем хранения единичного электрона более 8 ч, одноэлектронный транзистор с рекордной зарядовой чувствительностью, первый в мире молекулярный одноэлектронный транзистор, работающий при комнатной температуре, и, наконец, одноатомный одноэлектронный транзистор, размер базового элемента которого приближается к физическому пределу. В настоящее время продолжаются экспериментальные и теоретические исследования одноатомных одноэлектронных устройств, а также разработка и создание наноразмерных систем и устройств. В рамках проекта, поддержанного Фондом перспективных исследований, разрабатываются квантовые вычислительные системы на основе нейтральных атомов рубидия. Этот совместный проект объединяет команды ЦКТ МГУ и группу Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова (г. Новосибирск).

16 декабря 2021 г. в Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова состоялся торжественный запуск университетской квантовой сети (УКС) – первой в России квантово-защищенной сети связи (рис. 7.20) [229].

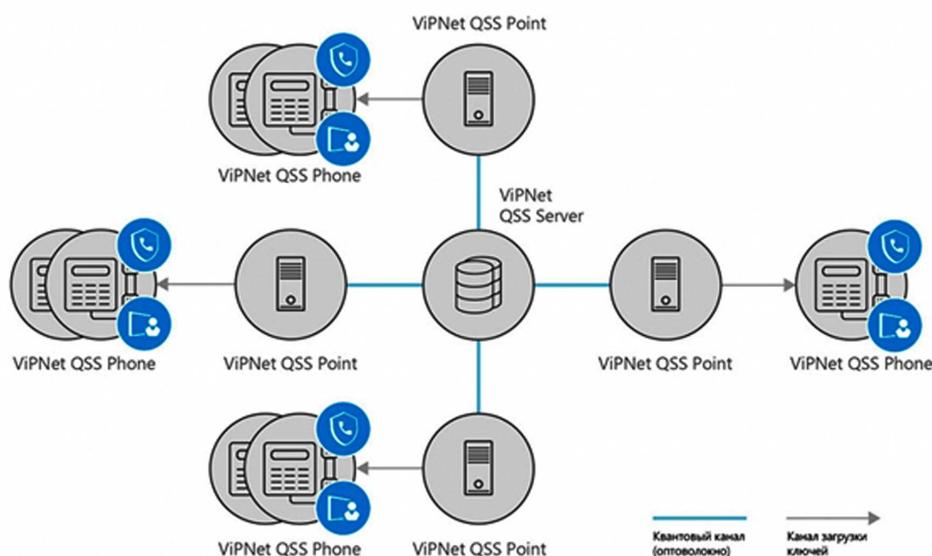


Рис. 7.20. Схема разворачивания квантовой криптографической системы:
 ViPNet QSS Server – центральный сервер; ViPNet QSS Point – клиенты;
 ViPNet QSS Phone – IP-телефон конечного пользователя
 для защищенных голосовых коммуникаций

Сеть построена на основе квантовой криптографической системы выработки и распределения ключей ViPNet QSS. ViPNet Quantum Security System – квантовая криптографическая система выработки и распределения ключей (ККС ВРК), выполняющая протокол квантового распределения ключей (КРК) и снабжающая секретными ключами шифрования средства криптографической защиты информации (СКЗИ). Сеть действует на территории МГУ (на Ленинских горах, ул. Моховая, а также в головном офисе компании «ИнфоТеКС» в Отрадном) и соединяет пять квантовых устройств, распределяющих квантовые ключи на двадцать абонентских терминалов.

При этом максимальная длина канала квантово-защищенной связи в рамках проекта достигла 40 км. ViPNet QSS работает в топологии «звезда».

Клиенты ViPNet QSS Point через иерархическую систему оптических коммутаторов ViPNet QSS Switch объединяются в сеть с сервером ViPNet QSS Server. Максимальная емкость квантовой сети составляет 864 клиента ViPNet QSS Point, к которым подключаются СКЗИ для регулярной загрузки ключей шифрования для защищенного информационного взаимодействия с другими СКЗИ в этой же защищенной сети.

Технология КРК решает важную криптографическую задачу – доверенную доставку ключей шифрования в СКЗИ без участия человека. Особенностью ее использования является то, что она обеспечивает полную секретность вырабатываемых ключей шифрования. Возможность их компрометации потенциальным злоумышленником исключается, так как любая попытка измерить передаваемые квантовые состояния приводит к их искажению, что не может остаться незамеченным. Уникальность проекта УКС заключается в том, что передовые научные исследования, основанные на фундаментальных знаниях квантовой физики, получают воплощение в действующем коммерческом продукте, который в ближайшем будущем выйдет в промышленную эксплуатацию. В настоящий момент (на 16.12.2021. – Д. П.) оборудование системы ViPNet QSS проходит сертификацию в ФСБ России.

«Квантовые коммуникации – очень молодая отрасль, и развивается она стремительными темпами. Огромное значение здесь имеют как научные исследования, так и практические разработки на базе этих исследований. Сегодня мы очень рады продемонстрировать наглядный пример успешной совместной работы ученых, занимающихся фундаментальной наукой, и коммерческой компании-разработчика в сфере информационной безопасности. Запуск Университетской квантовой сети доказывает высокую эффективность такого взаимодействия», – отметил научный руководитель ЦКТ МГУ Сергей Павлович Кулик [229].

Большое внимание при работе ЦКТ МГУ уделяется образовательным программам для слушателей самого разного уровня. На физическом факультете под эгидой ЦКТ с 2019 г. реализуются три магистерские программы по направлению подготовки 03.04.02 «Физика»: «Квантовые вычисления»,

«Прикладная квантовая связь», «Квантовые и оптические технологии». Приведем лишь несколько работ сотрудников ЦКТ МГУ последних лет. В работе [230] представлено теоретическое исследование когерентной динамики спинового кубита, закодированного в сверхтонких подуровнях атома щелочного металла в дальнорезонансной оптической дипольной ловушке. Была применена наиболее общая квантовая обработка движения атомов, поэтому результаты остаются в силе в пределах охлаждения, близкого к основному состоянию, с низким числом колебательных возбуждений. Сравнение результата с экспериментом показало разумное соответствие.

В работе [231] достигнута рекордная запутанность поперечного импульса фотонов. Степень запутанности оценивалась с использованием как корреляционных измерений, так и стимулированной эмиссионной томографии в пространстве волновых векторов. Высокая запутанность состояния в пространстве волновых векторов может быть использована для значительного увеличения квантовой информационной емкости фотонов, но, что более интересно, эквивалентное состояние, измеренное в пространстве положений, коррелирует на расстояниях, намного меньших, чем длина волны фотона. Это свойство обещает улучшить разрешение многих методов квантовой визуализации, выходящих за рамки современного уровня техники.

Полуаналитическая методология построения оптимальных линейно-оптических схем для получения трехфотонных состояний Гринбергера – Хорна – Цайлингера и двухфотонных состояний Белла рассмотрена в работе [232]. Предложены улучшенные схемы для генерации запутанных состояний из одиночных фотонов.

В работе [233] проведен комплекс экспериментов, в которых апробируется система квантовой криптографии на основе 4-базисного протокола с геометрически однородными состояниями. Представлены результаты экспериментов по приготовлению, преобразованию и измерению квантовых состояний света, передаваемых по реальным оптоволоконным линиям связи в условиях неконтролируемых внешних воздействий на расстоянии 32 км. Показано, что выбранные алгоритмы обработки квантовой информации адекватны и являются основой практических устройств защищенных линий связи.

В 2010 г. был основан Российский квантовый центр (РКЦ) [234]. Направления деятельности центра осуществляют следующие группы: «Квантовая оптика», «Квантовая оптомеханика», «Квантовая поляритоника», «Квантовая спинтроника и низкоразмерные материалы», «Квантовые информационные технологии», «Квантовые коммуникации», «Квантовые симуляторы и интегрированная фотоника», «Когерентная микрооптика и радиофотоника», «Коррелированные квантовые системы», «Магнитоплазмоника и сверхбыстрый магнетизм», «Передовая фотоника», «Прецизионные квантовые измерения», «Сверхпроводниковые кубиты и квантовые схемы», «Теория многих тел», «Уязвимость квантовых систем».

Разработки РКЦ – это сверхчувствительные сенсоры, твердотельные фотоумножители, фемтосекундные лазеры, сверхчувствительный магнитный кардиограф и прочие – предназначены для финансовой, телекоммуникационной, медицинской и других отраслей [234].

Приведем лишь несколько примеров работ, выполненных в РКЦ за последние годы.

В работе [235] выяснено, как можно заставить кубиты обмениваться информацией посредством телепортации даже в том случае, если они построены на базе разных принципов работы: ученые заставили обмениваться информацией два типа ячеек памяти, основанных на двух очень разных квантовых характеристиках света – его поляризации и напряженности электрического поля. Принципиальные различия между этими свойствами фотонов заключаются в том, что первая характеристика проявляет дискретную природу, а вторая имеет непрерывный характер. Их разнородная природа не стала препятствием для осуществления квантовой телепортации. Ученые смогли запутать между собой два подобных кубита, превратив их в особые аналоги «Кота Шрёдингера», и передать информацию на третий квантовый объект, имевший непрерывную природу, используя классическую методику Беннетта и принципы квантовой механики. Объединение преимуществ квантовых состояний, закодированных в дискретных и непрерывных переменных, открывает новые возможности для применения квантово-оптических технологий на практике.

Когда два одинаковых состояния с одинаковым числом фотонов объединяются на сбалансированном светоделителе, оба выходных порта светоделителя содержат только четное число фотонов. Вероятность того, что пара детекторов, разрешающих число фотонов, в выходных портах светоделителя обнаружат одинаковое количество фотонов, зависит от перекрытия между входным состоянием светоделителя и состоянием, содержащим только четные числа фотонов. В работе [236] предлагается использовать это обнаружение четности для создания квантовых состояний, содержащих только четные числа фотонов. В качестве примера демонстрируется способность готовить суперпозицию двух когерентных состояний с противоположными амплитудами, то есть двухкомпонентных состояний «Кота Шрёдингера». Предложенная схема может подготовить состояния Cat произвольного размера с почти идеальной точностью. Рассматривается разработка более сложных состояний четности, таких как четырехкомпонентные состояния Cat путем итеративного применения детектора четности.

Суперпозиции макроскопически различных квантовых состояний, введенные в мысленном эксперименте «Кот Шрёдингера», являются воплощением квантовой «странности» и естественным инструментом для определения пределов применимости квантовой физики. Оптическое воплощение «Кота Шрёдингера» (SC) – суперпозиция двух когерентных состояний с про-

тивоположной амплитудой – также является основой квантовой обработки информации с непрерывной переменной. Однако существующие методы подготовки ограничивают амплитуды когерентных состояний компонентов, что снижает полезность состояния для фундаментальных и практических применений. В работе [237] осуществлено преобразование пары отрицательных сжатых состояний SC амплитуды 1,15 в одно положительное состояние SC амплитуды 1,85 с вероятностью успеха примерно 0,2. Протокол состоит в приведении начальных состояний в помехи на светоделителе и последующем предваряющем квадратурном измерении в одном из выходных каналов. Методика может быть реализована итеративно, поэтому в принципе могут быть достигнуты сколь угодно высокие амплитуды.

В работе [238] предложена и реализована новая схема генерации оптического запутанного состояния Эйнштейна – Подольского – Розена. Параметрическое преобразование с понижением частоты в двух нелинейных кристаллах создает одномодовые сжатые вакуумные состояния в режимах ортогональной поляризации. Последующее расщепление пучка запутывает их и генерирует состояние Эйнштейна – Подольского – Розена. Этот метод использует преимущества сильной нелинейности и устраняет необходимость в активной стабилизации оптической фазы между двумя одномодовыми «соковыжималками».

В Московском физико-техническом институте (МФТИ) действуют лаборатория квантовой теории информации и лаборатория физики квантовых информационных технологий [239]. Лаборатория квантовой теории информации была создана в 2014 г. с целью интенсифицировать теоретические исследования в области квантовых технологий и проводит исследования в следующих областях: квантовые измерения, перепутанность и другие разновидности квантовых корреляций, динамика открытых систем и квантовые каналы, передача, хранение и обработка квантовой информации, физика спиновых, зарядовых, оптических и гибридных квантовых систем, основания квантовой механики.

Направления деятельности лаборатории физики квантовых информационных технологий следующие:

- квантовые сенсоры – теоретические задачи квантовой метрологии: разработка квантовых алгоритмов на мультикубитных системах, экспериментальная реализация на сверхпроводящих кубитах;
- квантовые вычисления – разработка новых квантовых алгоритмов, реализация разработанных квантовых протоколов на открытом квантовом компьютере, разработка алгоритмов квантового отжига и их реализации на открытом вычислителе;
- квантовая термодинамика – работы по развитию Н-теоремы, экспериментальная реализация «квантового демона Максвелла» на основе сверхпроводящих кубитов и систем ядерного магнитного ре-

зонанса, реализация протоколов квантовой термодинамики на открытом квантовом компьютере;

- наноустройства – теоретические работы по анализу мезоскопических систем, разработка дизайна мультикубитного чипа, фабрикация и характеристика кубитных образцов, низкотемпературные эксперименты с мезоскопическими системами.

В 2014 г. был создан Квантовый центр под эгидой Казанского национального исследовательского технического университета им. А. Н. Туполева (КАИ) [240]. В центре созданы три оптические лаборатории: лаборатория квантовой памяти и коммуникаций, лаборатория фотоники и волоконной квантовой оптики, лаборатория практической квантовой криптографии. Основные направления работ лабораторий следующие: создание и разработка квантовых методов защиты, передачи и хранения информации; создание квантовой памяти как базовой платформы квантовых технологий; разработка волоконных и интегрально-оптических однофотонных технологий; разработка оптических методов передачи секретного ключа и создание городской квантовой сети (квантовый Интернет); создание квантовых коммуникаций между городами Республики Татарстан; квантовые повторители на основе оптической квантовой памяти; квантовые сети между городами страны; квантовые вычислители и переключатели для оперативной обработки информации в квантовой сети; разработка оптического квантового компьютера для квантовых сетей.

В 2016 г. Национальный исследовательский технический университет, Московский университет стали и сплавов (НИТУ МИСиС) и РКЦ запустили совместный научно-образовательный проект – Квантовый центр НИТУ МИСиС [241]. Приоритетными сферами деятельности центра являются: разработка образовательных программ обучения по направлениям, связанным с квантовыми технологиями, квантовыми коммуникациями и криптографией, а также лабораторных работ нового поколения; создание новых устройств квантового распределения ключа в целях решения задач, имеющих высокий потенциал коммерциализации; создание набора компетенций и технологий для выхода на уровень международной сертификационной лаборатории квантовой криптографии; разработка теоретических концепций, анализ, моделирование и внедрение идей на аппаратно-программных разработках консорциума; создание перспективного задела для развития квантовых коммуникаций и разработки перспективных устройств, имеющих самостоятельный коммерческий потенциал; создание задела для распределенных квантовых вычислений и квантово-защищенных распределенных интерфейсов.

Национальный центр квантового Интернета был создан в Институте точной механики и оптики (ИТМО) в 2019 г. [242]. Центр осуществляет комплексное развитие высокотехнологичной области «Квантовые коммуникации» сквозной цифровой технологии «Квантовые технологии» нацио-

нальной программы «Цифровая экономика РФ». Целью центра является обеспечение жизненного цикла перспективных продуктов, включая платформенные, и сервисов в области сквозной технологии путем консолидации усилий ключевых участников рынков и проведения пилотных научных исследований и разработок.

Основными направлениями деятельности лаборатории физики квантовых компьютеров Физико-технологического института им. К. А. Валиева РАН [243] являются высокоточное моделирование и контроль, квантовые информационные технологии, квантовые вычисления на ионах в ловушках, квантовые измерения и квантовая томография.

В Казанском физико-техническом институте им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН (КФТИ КазНЦ РАН) [244] ведутся исследования по квантовой информатике.

Научно-техническое предприятие «Криптософт» [245] ведет научные исследования по нескольким направлениям: защита информации – создание аппаратно-программных решений, исследования и практические разработки в области квантовой криптографии; операционные системы – качественно защищенная операционная система (QP ОС) включена в единый реестр российских программ; технологии виртуализации – отечественный гипервизор QP VMM (средство для создания и управления виртуальными машинами в составе операционной системы QP ОС); квантовые технологии – создание квантово-криптографических систем и их интеграция со средствами криптографической защиты информации.

Общество с ограниченной ответственностью «Кванттелеком» [246] – это динамично развивающаяся российская компания, учрежденная в 2016 г. с целью создания отечественного производства систем квантовой криптографии. ООО «Кванттелеком» осуществляет разработку нескольких инновационных продуктов и научно-исследовательских и опытно-конструкторских разработок (НИОКР проектов).

Российские квантовые технологии входят в перечень девяти направлений «Национальной цифровой экономики России».

Назовем еще несколько достижений российских квантовых технологий последних лет.

26 марта 2020 г. Дальневосточный федеральный университет (ДФУ) сообщил, что ученые школы естественных наук университета вместе с коллегами из Китайской академии наук разработали крестообразную микроструктуру из платины, кобальта и оксида магния, которая может работать в режиме троичной логики («да» – «нет» – «не знаю»). На ее основе можно будет строить миниатюрные устройства электроники и спинтроники, квантовые процессоры, оперирующие кутритами (три состояния в отличие от кубитов) и нейроморфные системы, имитирующие функционал человеческого мозга.

24 августа 2020 г. стало известно о реализации в России двух программ – создания квантового компьютера с облачным доступом и сенсорных доверенных систем – Международного центра квантовой оптики и квантовых технологий (МЦКТ) и ЦКТ МГУ.

29 октября 2020 г. Ростех сообщил о том, что холдинг «Швабе» Госкорпорации Ростех присоединился к научно-исследовательскому проекту БРИКС по квантовым коммуникациям. Планируется создать межконтинентальный спутниковый канал квантовой связи с применением элементов макро- и волоконной оптики, который покроет расстояние более 10 тыс. км.

25 ноября 2020 г. состоялся запуск нового федерального проекта – Национальной квантовой лаборатории (НКЛ) [247]. В ее состав вошли ГК «Росатом», СП «Квант», НИУ ВШЭ, НИТУ «МИСиС», НИУ МФТИ, Физический институт РАН, Российский квантовый центр и фонд «Сколково». Этот консорциум, создаваемый под эгидой Госкорпорации «Росатом», намерен перенять опыт мировых лидеров и объединить усилия и ресурсы ключевых университетов, научных центров, технологических компаний, финансовых организаций, стартапов и команд-разработчиков в области создания квантовых компьютеров.

В апреле 2021 г. в Московском физико-техническом институте (МФТИ) в лаборатории искусственных квантовых систем разработали первую в стране интегральную схему на базе пяти сверхпроводниковых кубитов в держателе. Авторы разработки назвали ее прототипом квантового процессора. По словам исследователей, схема полностью управляемая и может применяться в квантовом машинном обучении. Она уже прошла ряд испытаний. Тесты показали, что элементы схемы работают с заданными параметрами.

В конце апреля 2021 г. консорциум НКЛ также сообщил о создании прототипа квантового компьютера. Была собрана платформа из 20 ионов. Создание полноценного квантового процессора на ионах ожидается до конца 2024 г.

В конце апреля 2020 г. стало также известно о том, что Российская венчурная компания предоставила университету ИТМО грант в размере 300 млн рублей на разработку платформы для квантового Интернета. Речь идет об аппаратно-программном решении под названием «Квантовая коммуникационная платформа цифровой экономики», которое развивается при поддержке РЖД.

12 мая 2021 г. стало известно о том, что научно-производственная компания QRate (г. Москва) и Университет Иннополис (Республика Татарстан) реализовали проект защиты систем автономного управления беспилотного автомобиля с помощью технологий квантовых коммуникаций.

9 августа 2021 г. было объявлено о запуске в Москве квантовой сети, которая соединяет университеты – Московский технический университет связи и информации (МТУСИ) и НИТУ МИСиС. Проект реализован членами консорциума Центра компетенций Научно-технологической инициативы «Квантовые коммуникации»: НИТУ МИСиС, МТУСИ, компания QRate и ООО «Код Безопасности». Межвузовская квантовая сеть на момент запуска состоит из 5 узлов, располагающихся в зданиях университетов МТУСИ и НИТУ МИСиС. Сеть имеет открытую архитектуру и масштабируется по мере появления новых желающих для размещения дополнительных узлов коммутации.

25 августа 2021 г. компания «ИнфоТеКс» (Информационные технологии и коммуникационные системы, г. Москва) сообщила, что совместно с ЦКТ МГУ завершила первый этап создания университетской квантовой сети (УКС).

Таким образом, во многих российских центрах и лабораториях при государственно-частном партнерстве интенсивно ведутся теоретические исследования по квантовым технологиям и осуществляется их практическая реализация.

ГЛАВА 8. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

8.1. Истоки квантовой теории поля

8.1.1. Классическая электродинамика, квантовая механика и уравнение Дирака как истоки квантовой теории поля

Исторически квантовая теория поля «возникла как составная часть учения о релятивистских волновых уравнениях, таких как уравнения Максвелла, Клейна – Гордона и Дирака», – отмечал в 1995 г. С. Вайнберг [248, с. 15].

Классическая теория электромагнитного поля, начало формирования которой положили работы М. Фарадея, Дж. Максвелла и др., была в основном сформулирована к началу XX в. Основополагающими элементами явились частицы и поля. Частицы – источники поля имеют три степени свободы и движутся по законам классической механики: пространственное положение частицы задается тремя координатами в какой-либо координатной системе, и закон движения частицы, то есть зависимость изменения координат с течением времени, определяется при интегрировании уравнения движения.

Значительно сложнее осуществляется описание полей: необходимо в каждой пространственной точке задать величины и направления напряженностей электрической и магнитной составляющей, то есть необходимо задавать бесконечное количество величин в каждый момент времени – поле имеет бесконечно большое количество степеней свободы.

Поле может порождаться и поглощаться частицами, а частицы не могут порождаться и поглощаться. Волны поля могут накладываться друг на друга, усиливаясь или ослабляясь, однако этого не может быть при взаимодействии потоков частиц. Поле распространяется от одной частицы к другой, осуществляя взаимодействие. Таким образом, очевидна двойственность объектов в классической теории поля – частицы и поля.

М. Планк (1900 г.) ввел понятие кванта электромагнитного поля для объяснения законов теплового излучения. Развитие гипотезы Планка привело к дальнейшему обоснованию кванта поля как частицы в работах о законах фотоэффекта А. Эйнштейна (1905 г.), а также в работах А. Комптона (1923 г.) о законах эффекта рассеяния электромагнитного излучения на электронах.

Следует также отметить, что еще И. Ньютон развивал корпускулярные представления о природе света, однако в те времена возобладала волновая теория света.

Возникновение и развитие квантовых представлений привели к пересмотру классических представлений о непрерывности механизмов испускания и поглощения электромагнитных волн – испускаются, поглощаются

или рассеиваются кванты поля – фотоны. В последующем динамическим переменным векторного и скалярного потенциалов поля и напряженностям электрического и магнитного компонента были поставлены в соответствие квантовые операторы. Операторы подчинялись квантовому формализму – удовлетворяли перестановочным соотношениям и действовали на волновую функцию.

Таким образом, возник новый квантовый объект – квантовое поле, удовлетворяющее уравнениям классической электродинамики, но имеющее своими значениями квантовые операторы.

8.1.2. Метод вторичного квантования

Классическая электродинамика и квантовая механика не способны описывать переменное число частиц в системе. П. Дираком (1927 г.) был предложен метод квантования систем с переменным числом частиц – метод вторичного квантования [249].

С помощью введенного метода вторичного квантования теория взаимодействия материальной системы с классическим поперечным электромагнитным полем была превращена в теорию взаимодействия с новым физическим объектом – квантовым полем.

В дальнейшем этот метод был развит в работах В. А. Фока (1932 г.) [250]. Последовательно были построены основные соотношения метода вторичного квантования, и было показано, что в конфигурационном пространстве этому методу соответствует метод фоковских столбцов.

В методе вторичного квантования вводятся операторы рождения a^+ и уничтожения a^- частиц. Пусть в квантовой системе имеется N тождественных частиц-бозонов с волновой функцией Ψ_N . Например, это система фотонов в одном и том же состоянии, все фотоны имеют одинаковую частоту, направление распространения и поляризацию. Действие оператора уничтожения уменьшает число частиц в системе на одну частицу: $a^- \Psi_N = \sqrt{N} \Psi_{N-1}$. Действие оператора рождения увеличивает число частиц в системе на одну частицу: $a^+ \Psi_N = \sqrt{N+1} \Psi_{N+1}$. Множители в правой части соответствуют условию нормировки $|\Psi_N|^2 = 1$. Для вакуумного состояния, например фотонного вакуума, в котором отсутствуют реальные частицы, $N = 0$, $a^- \Psi_0 = 0$, то есть невозможно уменьшить число частиц на одну частицу, уничтожить частицу, так как в системе частиц нет. Это соответствует определению вакуума. В то же время $a^+ \Psi_0 = \Psi_1$. Это соответствует рождению из виртуального вакуумного состояния одной реальной частицы. Из вакуумного состояния Ψ_0 можно получить вектор (волновую функцию) любого состояния:

$$\Psi_N = (a^+)^N \frac{1}{\sqrt{N!}} \Psi_0.$$

Если частицы могут находиться в различных состояниях, соответствующих набору квантовых чисел n , то применяют операторы рождения и уничтожения частиц к определенному квантовому состоянию. Тогда, например, a_n^+ означает оператор рождения частицы в состоянии с набором квантовых чисел n . Числа частиц, находящихся в состояниях с различным набором квантовых чисел n , называются числами заполнения этих состояний. Задание вектора состояния (волновой функции) в форме, фиксирующей числа заполнения всех возможных состояний системы, называется представлением чисел заполнения.

8.1.3. Уравнение Дирака

Еще в 1905 г. была опубликована первая работа А. Эйнштейна по специальной теории относительности [251], которая устанавливала представления о физике объектов и явлений со скоростями, близкими к скорости света. В то же время предложенное в 1926 г. уравнение Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi$$

применимо для описания частиц, скорость которых меньше скорости света. Гамильтониан составлялся, исходя из нерелятивистского выражения для функции Гамильтона

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + U,$$

и уравнение Шрёдингера не удовлетворяло принципам специальной теории относительности, так как неинвариантно относительно преобразований Лоренца. В уравнение Шрёдингера координаты и время входят неравноправно – оно содержит первую производную по времени и вторые производные по координатам. Релятивистская механика для свободной частицы основана на соотношении $E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$, связывающем энергию и импульс частицы. Для получения релятивистского волнового уравнения можно было поступить так же, как в нерелятивистском случае уравнения Шрёдингера – в этом соотношении от классических величин – энергии E и импульса p – нужно перейти так же, как в уравнении Шрёдингера, к операторам

$$\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \hat{p} = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

и подействовать на волновую функцию ψ . Релятивистское волновое уравнение по такой процедуре было получено в 1926 г. независимо О. Клейном, В. Гордоном и В. А. Фоком:

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -c^2 \hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi + m^2 c^4 \psi$$

и носит их имя. Уравнение Клейна – Гордона – Фока представляет собой волновое уравнение второго порядка, для его решения необходимо задать в начальный момент времени значение не только волновой функции ψ , но и ее первой производной. Оно описывает динамику релятивистской квантовой системы. Оказалось, что для уравнения Клейна – Гордона – Фока нельзя ввести положительно определенную плотность вероятности $\psi^*\psi$. Это уравнение описывает состояние частиц с нулевым значением спина, так как волновая функция зависит от пространственных координат и не включает спиновых переменных.

Релятивистское волновое уравнение для частиц со спином $1/2$ (электрона, мюона, кварка и других частиц-фермионов) было предложено в 1928 г. П. Дираком [252].

В 1969 г. Дирак вспоминал [253, с. 155]:

«Помню, однажды, когда я был в Копенгагене, Бор спросил меня, над чем я сейчас работаю, и я ответил ему, что пытаюсь получить удовлетворительную релятивистскую теорию электрона. А Бор сказал: „Но Клейн и Гордон уже это сделали!“ Этот ответ сначала до некоторой степени смутил меня; Бор казался вполне удовлетворенным решением Клейна, а я нет, поскольку оно приводило к отрицательным вероятностям. Я как раз продолжал заниматься этим, заботясь о построении теории, которая давала бы только положительные вероятности».

Общие требования, предъявляемые к структуре уравнения, были таковы:

1. Уравнение должно быть линейным для того, чтобы выполнялся принцип суперпозиции состояний.

2. В уравнение должна входить первая производная от волновой функции по времени, чтобы задание волновой функции в начальный момент времени определяло волновую функцию в любой последующий момент времени.

3. Уравнение должно быть инвариантным относительно Лоренц-преобразований, то есть иметь один и тот же вид во всех инерциальных системах отсчета.

4. Величина $\psi^+\psi$ (значок «+» означает эрмитово сопряжение) должна иметь физический смысл плотности вероятности нахождения частицы в точке пространства в момент времени t .

5. Уравнение для свободной частицы с массой m должно быть построено так, чтобы состояние с импульсом p и энергией E было его решением только в случае, если выполняется релятивистское соотношение

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4.$$

Решение уравнения Дирака для свободной частицы показывает, что каждому значению импульса p соответствуют два значения энергии E : $E = \pm (m^2 c^4 + c^2 p^2)^{1/2}$, то есть энергия частицы может принимать два значе-

ния, как положительное, так и отрицательное. В классической физике все величины изменяются непрерывно, поэтому без потери общности отрицательные значения энергии можно было отбросить, так как положительные и отрицательные области энергии разделены энергетическим интервалом $2mc^2$ и непрерывный переход частицы из одной области в другую невозможен. Однако в релятивистской квантовой теории возможны квантовые переходы из состояний с отрицательной энергией в состояния с положительной энергией и обратно. Поэтому отрицательные значения энергии отбросить нельзя. Возникла проблема: как интерпретировать состояния электрона с отрицательной энергией? Какой физический смысл имеют состояния с отрицательной энергией?

П. Дирак вспоминал в 1977 г. [254, с. 682–689]:

«На протяжении двух лет я занимался боровскими орбитами и пришел к выводу, что развить их в общую квантовую механику безнадежно. В это время Гейзенберг предложил свою матричную механику, и мне вдруг стало ясно, что ключом к решению проблемы служит некоммутативная алгебра. Вскоре Шрёдингер разработал волновую механику и показал, что она эквивалентна теории Гейзенберга.

Основываясь на этих теориях, я развил общую теорию преобразований, которую можно было применять при вычислении вероятностей любых коммутирующих динамических переменных. Это доставило мне большое удовлетворение.

Для построения релятивистской теории частицы имелось волновое уравнение Клейна – Гордона, квадратичное по $\partial/\partial t$. В то время оно удовлетворяло большинство физиков. Мне же оно не нравилось, потому что я был очень привязан к своей теории преобразований, которая требовала, чтобы уравнение было линейным по $\partial/\partial t$. Эта неудовлетворенность заставила меня продолжить поиски нового релятивистского волнового уравнения. Наконец я нашел уравнение, линейное по $\partial/\partial t$ и совместимое с моей теорией преобразований. Оно автоматически привело к спину $\hbar/2$ и к правильному значению магнитного момента электрона. Эти результаты были неожиданными для меня.

Я применил это уравнение к электрону в атоме водорода в первом приближении теории возмущений и получил результаты, согласующиеся с данными опыта. Уравнение автоматически приводило к правильному магнитному моменту, и именно поэтому оно не содержало той ошибки, которая получалась при использовании уравнения Клейна – Гордона, приведшего к неверным результатам для спектра водорода.

Но у этого уравнения имелась и новая трудность, а именно: частица могла находиться в состояниях с отрицательной энергией. Я знал о такой трудности с проблемой отрицательных энергий с самого начала работы, но считал это затруднение менее серьезным по сравнению с остальными, не столь серьезным, как, например, невозможность применять преобразования, вытекающие из общей теории преобразований.

Проблема отрицательных энергий была разрешена несколько позже выдвинутой мною идеей об учете принципа исключения Паули для электронов (согласно которому в любом данном состоянии не может находиться более одного электрона) при дополнительном смелом предположении, что все состояния с отрицательной энергией в вакууме заполнены, а потому дырка в состояниях с отрицательной энергией проявляется как физическая частица. Это была бы частица со спином электрона, но она обладала бы положительным зарядом вместо отрицательного заряда у электрона и имела бы положительную энергию.

Когда я впервые обдумывал эту идею, я считал, что новая частица должна иметь такую же массу, что и электрон, вследствие симметрии между положительными и отрицательными массами и энергиями, которая всюду проявляется в теории. Но в те времена единственными известными элементарными частицами были электрон и протон. Я не осмелился постулировать существование новой частицы. Весь климат общественного мнения в те дни был против постулирования новых частиц, в резком контрасте с тем, что мы наблюдаем сейчас. Тогда я опубликовал свою работу как теорию электронов и протонов в надежде, что каким-то необъяснимым образом кулоновское взаимодействие между частицами приведет к большому отличию в массах электрона и протона.

Конечно, в этом пункте я был совершенно неправ, и вскоре математики указали, что абсолютно невозможно получить такую асимметрию между состояниями с положительной и отрицательной энергиями. И впервые Вейль опубликовал категорическое утверждение о том, что новая частица должна иметь такую же массу, что и электрон. Теория с равными массами была подтверждена немного спустя на опыте, когда Андерсон обнаружил позитрон».

Дирак предположил, что должна существовать новая неизвестная частица, имеющая такую же массу, как электрон, но положительный электрический заряд. Так как электроны являются фермионами, то все состояния с отрицательной энергией заняты. Тогда в соответствии с принципом Паули переходы в состояния с отрицательной энергией оказываются запрещенными. Однако такое предположение приводило к новой проблеме – бесконечному числу частиц, заполняющих все отрицательные состояния – появлению физического вакуума, имеющего бесконечный электрический заряд и массу. Возможность такого состояния Дирак объяснил тем, что бесконечный физический вакуум будет ненаблюдаем, так как наблюдаются только отклонения энергии или электрического заряда от состояния физического вакуума. Можно ли обнаружить электроны, заполняющие отрицательные состояния физического вакуума? Гамма-квант с энергией большей, чем $2mc^2$, может перевести электрон из состояния с отрицательной энергией в состояние с положительной энергией (рис. 8.1) [255, с. 24]. Тогда будет наблюдаться обычный электрон с положительной энергией и отрицательным зарядом, а вакантное место в вакууме будет наблюдаться как частица с положительным зарядом. Эта частица является античастицей по отношению к электрону.

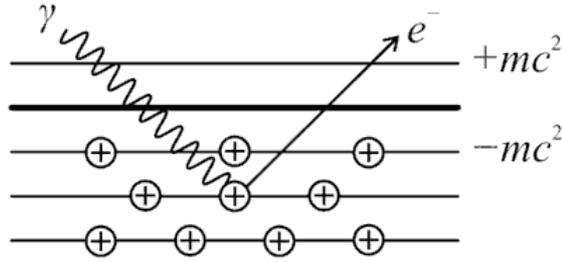


Рис. 8.1. Иллюстрация к генерации электрон-позитронной пары

В соответствии с теорией Дирака в волновой функции – матрице-столбце, биспиноре, имеются четыре волновых функции:

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}.$$

Волновые функции ψ_1 и ψ_2 отвечают состояниям электрона с противоположно направленными спинами, а ψ_3 и ψ_4 – состояниям позитрона с противоположно направленными спинами. Уравнение Дирака в развернутом виде – это четыре дифференциальных уравнения первого порядка для четырех функций координат и времени [256, с. 155, 156]:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} &= mc^2 \psi_1 + c(\hat{p}_x - i\hat{p}_y)\psi_4 + c\hat{p}_z \psi_3; \\ i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} &= mc^2 \psi_2 + c(\hat{p}_x + i\hat{p}_y)\psi_3 - c\hat{p}_z \psi_4; \\ i\hbar \frac{\partial \psi_3}{\partial t} &= -mc^2 \psi_3 + c(\hat{p}_x - i\hat{p}_y)\psi_2 + c\hat{p}_z \psi_1; \\ i\hbar \frac{\partial \psi_4}{\partial t} &= -mc^2 \psi_4 + c(\hat{p}_x + i\hat{p}_y)\psi_1 - c\hat{p}_z \psi_2, \end{aligned}$$

где \hbar – постоянная Планка;

m – масса электрона;

c – скорость света;

$\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z$ – операторы компонентов импульса электрона.

Уравнение Дирака для свободной частицы обычно записывают в компактной форме с помощью четырехрядных матриц Дирака γ_μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$ в виде

$$\left[i \left(\gamma_0 \frac{\partial}{\partial x^0} + \gamma_1 \frac{\partial}{\partial x^1} + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial x^2} + \gamma_3 \frac{\partial}{\partial x^3} \right) - \frac{mc}{\hbar} \right] \Psi = 0.$$

Здесь $x^0 = ct, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$.

В квантовой теории поля (КТП) используется уравнение Дирака в еще более компактной форме:

$$(i \gamma_{\mu} \partial_{\mu} - m) \psi = 0,$$

где γ_{μ} – матрицы Дирака ($\mu = 0, 1, 2, 3$) и принято $\hbar = c = 1$, оператор $\partial_{\mu} = (\partial/\partial t - \partial/\partial x_i)$.

Матрицы Дирака имеют вид:

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma_{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_{\alpha} \\ -\sigma_{\alpha} & 0 \end{pmatrix},$$

где I – единичная матрица;

σ_{α} – двухрядные матрицы Паули, $\alpha = 1, 2, 3$.

Для частицы во внешнем поле уравнение Дирака имеет вид:

$$[i\gamma_{\mu} (\partial_{\mu} + ieA_{\mu}(x)) - m] \psi = 0,$$

где $A_{\mu}(x) = f(\phi, A)$ – это 4-потенциал, где ϕ, A – скалярный и векторный потенциалы соответственно.

В слаборелятивистском приближении по степеням v/c (v – скорость частицы) из уравнения Дирака получается уравнение Паули для описания состояний электрона в магнитном поле. Вообще же уравнение Паули было получено им самостоятельно в 1927 г. и с успехом интерпретировало эффект Зеемана [257, с. 187].

Вместе с тем уравнение Паули является обобщением уравнения Шрёдингера, учитывающим наличие у частицы собственного механического момента, то есть спина. Частица со спином $1/2$ может находиться в двух различных спиновых состояниях с проекциями спина $(+1/2)$ и $(-1/2)$ на направление магнитного поля. Волновая функция частицы является двухкомпонентной, что принято записывать в виде матрицы-столбца – спинора

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}.$$

Уравнение Дирака в импульсном представлении (уравнение Дирака для биспинорной амплитуды) имеет вид

$$(\hat{p} - m)u = (\gamma_{\mu} p_{\mu} - m)u = 0,$$

где p_{μ} – компоненты оператора импульса.

Для того чтобы это уравнение имело нетривиальные решения, его определитель должен быть равен нулю

$$\det = (\gamma_{\mu} p_{\mu} - m) = 0,$$

откуда получается спектр энергии свободного электрона

$$E = \pm \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (c = 1).$$

Волновая функция будет равна

$$\psi(x) = u(p) e^{-i(\pm Et - px)}.$$

Тогда волновая функция приобретет следующий вид

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{pmatrix} e^{(-ip_\mu x_\mu)}.$$

Пусть частица движется в плоскости (x, y) , так что компоненты 4-импульса равны [242]

$$p_1 = p_x, \quad p_2 = p_y, \quad p_3 = p_z, \quad p_4 = E.$$

Тогда

$$\hat{p} - m = \begin{pmatrix} (E - m) & 0 & 0 & -\hat{p}_x + i\hat{p}_y \\ 0 & (E - m) & -(\hat{p}_x + i\hat{p}_y) & 0 \\ 0 & (\hat{p}_x - i\hat{p}_y) & -(E + m) & 0 \\ (\hat{p}_x + i\hat{p}_y) & 0 & 0 & -(E + m) \end{pmatrix}.$$

Уравнение для биспинорной амплитуды в развернутом виде принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} (E - m)u_1 - (\hat{p}_x - i\hat{p}_y)u_4 &= 0, \\ (E - m)u_2 - (\hat{p}_x + i\hat{p}_y)u_3 &= 0, \\ (\hat{p}_x - i\hat{p}_y)u_2 - (E + m)u_3 &= 0, \\ (\hat{p}_x + i\hat{p}_y)u_1 - (E + m)u_4 &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, из математического формализма буквально «на кончике пера» была сформулирована гипотеза о существовании античастиц. Кроме того, была введена новая фундаментальная категория – физический вакуум. Развитие теории Дирака позже позволило сформулировать квантовую теорию электромагнитного поля – квантовую электродинамику. Позднее сформировались представления об антиматерии [255], античастицы нашли важные практические применения, например в позитронно-эмиссионной томографии.

Таким образом, П. Дираку удалось построить квантовый формализм с использованием представлений о спине электрона и релятивистских соотношениях, применяя четырехрядные матрицы.

8.2. Квантовая электродинамика

8.2.1. Рождение квантовой теории поля

Исторически первой квантово-полевой теорией явилась квантовая электродинамика (КЭД), описывающая электромагнитное взаимодействие [258].

В. Вайскопф (1980 г.) в статье, посвященной истории квантовой теории поля, отмечал значение работы Дирака по излучению и поглощению электромагнитных волн [259, с. 455]:

«Настоящая статья посвящена развитию квантовой электродинамики, родившейся в 1927 г., когда П. А. Дирак опубликовал свою знаменитую работу „Квантовая теория излучения и поглощения электромагнитных волн“».

Стало ясно, что необходимо квантовать не только атом в соответствии с формализмом Шрёдингера, но и электромагнитное поле. Дирак представлял электромагнитное поле в пустом пространстве как систему квантованных осцилляторов. С появлением квантовой механики вакуум стал представляться заселенным виртуальными частицами. При этом осциллятор не может находиться в состоянии покоя, так как в согласии с соотношениями неопределенностей Гейзенберга он будет иметь бесконечное значение импульса. Осцилляторная природа поля излучения предписывает существование нулевых колебаний электромагнитного поля даже в вакууме, в состоянии с наименьшей энергией. Спонтанное излучение интерпретировалось как следствие таких колебаний. Эта работа Дирака воспроизвела все полученные ранее результаты по излучению и поглощению света атомами. Выводы Дирака базировались только на гамильтониане системы в первом порядке теории возмущений по энергии взаимодействия. Попытки произвести вычисления с большей точностью натолкнулись на значительные трудности уже в работе Дирака. В 1930 г. В. Вайскопф и Ю. Вигнер использовали метод Дирака для описания естественной ширины спектральных линий [260].

Совместное рассмотрение квантованного поля излучения и электрона, описываемого уравнением Дирака, позволило рассчитать взаимодействие между светом и релятивистским электроном. Были получены результаты вычислений сечений следующих процессов:

- для рассеяния света электронами: $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$ – формула Клейна – Нишины (О. Клейн, У. Нишина, 1929 г. [261]; И. Е. Тамм, 1930 г. [262]);
- для процесса рассеяния релятивистских электронов друг на друге: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$ – формула Мёллера (К. Мёллер, 1932 г. [263]);
- для процесса тормозного излучения при рассеянии электронов кулоновским полем атомного ядра: $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma$ (В. Гайтлер, Ф. Заутер, 1933 г. [264]; Г. Бёте, В. Гайтлер, 1934 г. [265]).

Однако эти успехи также обнаружили и серьезные трудности. Если нерелятивистская квантовая механика укрепилась в течение 1925–1927 гг., то для закрепления и развития глубоких следствий, связанных с релятивистским уравнением Дирака, потребовалось значительно большее время.

Э. Ферми (1932 г.) опубликовал статью «Квантовая теория излучения» [266], в которой ясно была изложена дираковская теория излучения, уравнение Дирака и основы квантовой электродинамики. Трудности, связанные с продольными квантами, были разрешены введением кулоновской калибровки. Бёте в 1955 г. отмечал:

«Вероятно, многие из вас, подобно мне, впервые приобщились к теории поля, прочитав замечательную статью Ферми» [259, с. 461].

Серьезная трудность теории заключалась в существовании состояний с отрицательной кинетической энергией или отрицательной массой. Без этих состояний гильбертово пространство состояний электрона становилось неполным, нельзя было получить формулу Клейна – Нишины. Кроме того, если понимать состояния с отрицательной кинетической энергией буквально, то это приводило к нестабильности атома водорода ввиду возможности радиационных переходов из обычных состояний в эти состояния с отрицательной энергией. Электроны этих состояний должны были ускоряться в направлении, противоположном направлению приложенной силы.

Вначале Дирак ассоциировал «дырку» как протон, но позже выяснилось, что это приводит вновь к нестабильности атома, поэтому «дырка» должна обладать массой электрона. На это обратили внимание Г. Вейль (1929 г., [267]), Р. Оппенгеймер (1930 г., [268]), П. Дирак (1930 г., [269]).

Выход из отмеченных противоречий был найден самим Дираком (1931) [270]. По принципу Паули, предположил Дирак, вакуум представляет собой состояние, в котором все уровни с отрицательной энергией заняты. Вакуум оказался заселенным виртуальными частицами. Поскольку все состояния заняты, то электрон не может перейти в «отрицательные» состояния – тем самым было снято противоречие о нестабильности атомов. При получении энергии, достаточной для преодоления запрещенной зоны, электрон из «моря» состояний с отрицательной энергией может быть переброшен в состояния с положительной энергией. Оставшееся свободное состояние в «море» занятых состояний – «дырка» – проявляет себя как частица с положительным электрическим зарядом. Наоборот, при переходе этой частицы снова в «море» занятых состояний – с излучением фотонов.

Так был предсказан новый класс частиц, первая из этих частиц была названа позитроном и обнаружена в наблюдениях К. Андерсона в 1932 г. [271, 272].

С тех пор рождение электрон-позитронной пары, а также уничтожение пары при аннигиляции электрона и позитрона с рождением новых частиц прочно вошли в теорию и эксперимент физики. Идея заполненного виртуальными частицами вакуума получила свое признание. Было вычислено сечение аннигиляции электрона и позитрона в два фотона (П. Дирак, 1930 г.), а также сечение рождения пар фотонами в кулоновском поле атомного ядра (Г. Бёте, В. Гайтлер, 1934 г.; В. Гайтлер, Ф. Заутер, 1933 г.; У. Нишина, С. Томонага, С. Саката, 1934 г. [273]). Из этих теоретических предсказаний и экспериментов следовал важнейший вывод: частицы необходимо рассматривать как кванты соответствующего поля, например электрон-позитронного, совершенно равноправных с квантами электромагнитного поля – фотонами. Математическая формулировка этого положения была, в частности, осуществлена в методе вторичного квантования (Иордан, О. Клейн, 1927 г. [274]; П. Иордан, Ю. Вигнер, 1928 г. [275]), предназначенного для рассмотрения систем с боль-

шим переменным числом частиц. Следует отметить различия между электрон-позитронным и фотонным полями. Бозонные поля фотонов в классическом пределе становятся классическими полями с напряженностями, являющимися вполне определенными функциями координат и времени. Фермионные электрон-позитронные поля не имеют классического предела, так как в одно состояние невозможно поместить более одной частицы и классическим пределом является частица с вполне определенной координатой и импульсом.

Построение КЭД было завершено С. Томонагой (1946 г., [276]), Дж. Швингером (1948–1949 гг., [277–279]) и Р. Фейнманом (1949 г., [280, 281]).

Эти выдающиеся ученые в 1985 г. были удостоены Нобелевской премии по физике «за фундаментальные работы в квантовой электродинамике с далеко идущими последствиями для физики элементарных частиц» [282].

Ф. Дайсон в 1965 г. в статье [283] следующим образом кратко отмечал значение созданной теории и вклад каждого из ученых в теорию:

«Премии присуждены за создание современной теории квантовой электродинамики – теории, которая внесла порядок и гармонию в громадные области физики: теорию атома, квантовую теорию излучения, рождение и аннигиляцию частиц, физику твердого тела, физику плазмы, технологию мазеров и лазеров, оптическую и микроволновую спектроскопию, электронику и химию, – т. е. всюду, исключая лишь гравитацию и теорию ядерных сил.

Квантовая электродинамика объединяет указанные различные проявления физической реальности в незначительное число принципов большой общности и изящества, сплетает специальную теорию относительности с квантовой механикой в ткань высокой прочности и является в некотором смысле самой совершенной и наиболее развитой частью физики. <...>

Томонага более всего интересовали основные физические принципы; его язык прост, ясен и свободен от тщательной разработки деталей. Швингер был занят построением законченных основополагающих математических формулировок; его научные статьи были образцами искусства формального построения. <...>

Подход Фейнмана к решению проблемы был самым оригинальным: он не пожелал воспользоваться готовыми рецептами, а потому был вынужден реконструировать все здание квантовой механики и электродинамики по своим чертежам. Он вывел простые правила для непосредственного подсчета физически наблюдаемых величин. Изобретение „фейнмановских диаграмм“ и „фейнмановских интегралов“ сделало возможным применение теории к решению конкретных проблем. Фейнмановская расчетная методика стала стандартным приемом в теоретических анализах, причем не только в квантовой электродинамике, но и во всей физике высоких энергий».

Следует также отметить, что квантовая электродинамика является самой точной физической теорией в смысле сравнения теории и эксперимента.

8.2.2. Формализм квантовой электродинамики. Диаграммная техника Фейнмана

Сначала поясним процесс электромагнитного взаимодействия между электрон-позитронным и фотонным полями сугубо качественно, с использованием простых диаграмм Фейнмана [284, с. 87–88].

Процессам взаимодействий и превращения частиц Р. Фейнман поставил в соответствие наглядное графическое представление. Диаграммы Фейнмана внешне похожи на изображение путей движения участвующих во взаимодействии частиц, как если бы эти частицы были классическими. Графическое описание связано с теорией возмущения, широко применяемой в квантовой механике. В нулевом приближении частицы считаются свободными, а далее поэтапно учитывается все большее число взаимодействий.

Диаграммы Фейнмана состоят из прямых линий, ассоциирующихся с электроном или позитроном, волнистые линии соответствуют фотонам. Точки – места пересечения линий, называются вершиной. Линии соответствуют распространению частиц, а вершины – их взаимодействию. Диаграммы бывают в пространственно-временном или импульсном представлении. Иногда на линиях ставятся стрелки, обозначающие «направление» распространения частиц. В первом, втором и последующих приближениях теории возмущений учитываются однократные, двукратные (и т. п.) акты взаимодействия между различными частицами соответствующих полей.

На рисунке 8.2, *а* [284, с. 87] приведена диаграмма, соответствующая рассеянию фотона на электроном (простейшая диаграмма комптон-эффекта). В начальном состоянии имеются один электрон и один фотон, которые встречаются в точке 1. Происходит поглощение электроном фотона, в точке 2 появляется новый конечный рассеянный фотон. На этой и последующих диаграммах время откладывается по горизонтали, так что частицы устремлены «вперед» по времени.

Диаграмма на рисунке 8.2, *б* [284, с. 87] изображает обмен фотоном между двумя электронами. Электрон в точке 1 испускает фотон, который затем поглощается другим электроном в точке 2. Диаграмма изображает электромагнитное взаимодействие между двумя электронами.

На рисунке 8.2, *в* [284, с. 87] представлена диаграмма электромагнитного взаимодействия двух электронов, учитывающая обмен несколькими фотонами.

Каждая диаграмма составляется из вершинных частей, или вершин, соответствующих испусканию или поглощению фотонов. Частицы, которые рождаются и затем поглощаются на промежуточных этапах процесса, называются виртуальными частицами. На рисунке 8.2, *а* – это виртуальный электрон, появляющийся в точке 1 и исчезающий в точке 2, а на рисунке 8.2, *б* волнистой линии соответствуют виртуальный фотон.

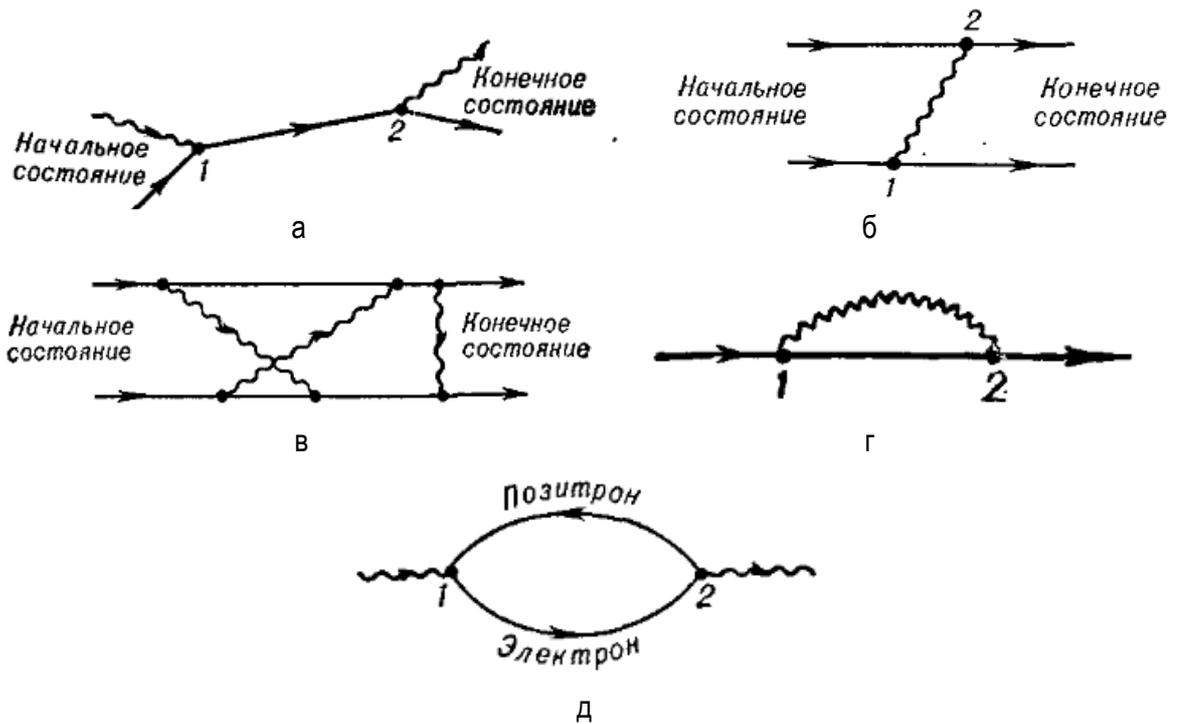


Рис. 8.2. Некоторые диаграммы Фейнмана

Диаграммы Фейнмана по правилам Фейнмана позволяют с помощью математических приемов находить вероятности соответствующих процессов. Каждая из вершин вносит вклад в амплитуду вероятности процесса взаимодействия, причем он пропорционален взаимодействию тех частиц (полей), линии которых сходятся в вершине. Для электромагнитных взаимодействий такой константой выступает постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$, где e – электрический заряд электрона (позитрона); \hbar – постоянная Планка; c – скорость света. (В КТП используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$.) Чем больше вершин входит в диаграмму, тем большее число степеней e содержится в выражении для амплитуды вероятности процесса. Амплитуда процессов, изображаемых на рисунках 8.2, а и 8.2, б, пропорциональна e^2 ; амплитуда процесса, изображаемого рисунке 8.2, в, содержащего шесть вершин, будет пропорциональна e^6 . В каждой вершине должны выполняться соответствующие законы сохранения, кроме энергии, которая ограничивается в сохранении из-за соотношения неопределенностей $\Delta E \Delta t \geq \hbar$.

Возможен и процесс, когда фотон, испущенный в точке 1, затем поглощается этим же электроном через некоторое время в точке 2 (рис. 8.2, г) [284, с. 89]. Иначе, это взаимодействие электрона с полем виртуальных фотонов или с фотонным вакуумом (реальных фотонов здесь нет). Таким образом, собственное электромагнитное (электростатическое) поле создается испусканием и поглощением этим электроном виртуальных фотонов.

Рождению и аннигиляции электрон-позитронной пары соответствует диаграмма на рисунке 8.2, д [284, с. 89]. Фотон исчезает в точке 1, рождая пару, которая затем аннигилирует в точке 2. В результате этого вновь образуется фотон. Позитрон изображается прямой линией с направлением, обратным течению времени: позитрон – это электрон, движущийся вспять во времени. Этот образ ввел Фейнман:

«Состояния с отрицательной энергией рассматриваются как состояния, в которых движение электрона носит *попятный характер во времени*. <...> Попятно движущийся электрон подобен позитрону, движущемуся в обычном направлении» [258, с. 90].

В фазовом множителе волновой функции

$$\psi(x) = u(x) e^{-i \frac{\pm E}{\hbar} t}$$

знак «минус» можно приписать не только энергии (интерпретация Дирака о «море» занятых электронных состояний с отрицательной энергией), но и времени (позитрон – это электрон, движущийся вспять во времени).

Проиллюстрируем кратко математическое наполнение диаграмм Фейнмана [285, с. 300].

Эволюцию системы во времени описывает нестационарное уравнение Шрёдингера [286, с. 93]:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi.$$

Здесь \hat{H} – оператор Гамильтона (гамильтониан). Гамильтониан будет зависеть от времени через описываемые поля. Для сравнения вычислений с экспериментальными данными теория должна решить задачу о рассеянии частиц. Принимается, что задолго до взаимодействия (при $t \rightarrow -\infty$) система пребывала в стационарном состоянии $\psi_{-\infty}$; после взаимодействия ($t \rightarrow +\infty$) система снова окажется в стационарном состоянии $\psi_{+\infty}$. Оператор \hat{S} – матрица рассеяния – выражает эту эволюцию следующим образом: $\psi_{+\infty} = \hat{S} \psi_{-\infty}$. Квадраты матричных элементов этого оператора пропорциональны с точностью до постоянных сомножителей вероятности соответствующих процессов взаимодействия. Полученные эффективные сечения и сравниваются с опытными данными. Д. Д. Иваненко характеризовал метод Фейнмана следующим образом [287, с. XXII, XXIV]:

«Формализм Фейнмана, как было показано Дайсоном, эквивалентен использованию S -матрицы и приводит, по существу, к тем же результатам, что и метод Томонага, а также методы Кэллена, Галанина и Швингера.

<...>

Обе работы... (Фейнмана. – Д. П.) приобрели... наибольшую популярность из всех трудов по новейшей теории поля, характеризуются, во-первых, дальнейшим развитием лагранжева метода, связанного,

в частности, с систематическим применением интегрального уравнения вместо дифференциального для ψ -функции и в связи с этим широким использованием гринианов (функций Грина. – Д. П.), во-вторых, с упомянутой трактовкой позитрона как электрона, движущегося попятно во времени электрона, и, в-третьих, упомянутой выше графической интерпретацией».

Важное значение в формализме Фейнмана имеет понятие пропагатора (от англ. propagate – распространяться), или, иначе, функции распространения, функции Грина.

В работе Р. Фейнмана [280] рассматривалась задача о поведении электронов и позитронов в заданном внешнем поле без учета их взаимодействия, причем вместо теории дырок, используется теория, основанная на новой интерпретации уравнений Дирака. Полное решение задачи оказывается возможным выразить через граничные условия, налагаемые на волновую функцию. «Состояния с отрицательной энергией» входят в данное решение таким образом, что их можно истолковывать (согласно Штюкельбергу) как волны в четырехмерном пространстве, движущиеся попятно по времени под действием внешнего потенциала. Эти волны соответствовали позитрону, движущемуся в сторону возрастания потенциала и аннигилирующему с электроном. Электрон, движущийся в сторону возрастания времени, может быть рассеян внешним полем либо вперед по времени (обычное рассеяние), либо назад (аннигиляция пары). Частица, движущаяся попятно во времени (позитрон), может быть рассеяна либо назад (рассеяние позитрона), либо вперед (рождение пары). Для таких частиц проанализирована амплитуда перехода из начального в конечное состояние в соответствующем порядке теории возмущений. Принято при этом, что частица испытывает последовательные рассеяния. Была продемонстрирована эквивалентность метода Фейнмана и вторично квантованной теории дырок.

Фейнман предложил запись решения нестационарного уравнения Шрёдингера в интегральном виде, так что при переходе к моменту времени $t_2 > t_1$ волновая функция в точке (x_2, t_2) выражается через волновую функцию в точке (x_1, t_1) следующим образом:

$$\psi(x_2, t_2) = \int d^3x_1 K(x_2, t_2; x_1, t_1) \psi(x_1, t_1).$$

Здесь интегральное ядро $K(x_2, t_2; x_1, t_1)$ и есть пропагатор, или функция Грина для линейного уравнения Шрёдингера, ему соответствуют прямая линия (для электрона или позитрона) или волнистая линия (для фотона) – пропагатор электрона, пропагатор позитрона или пропагатор фотона.

Если гамильтониан не зависит от времени, то, по квантовомеханическому принципу суперпозиции состояний, разлагая волновую функцию $\psi(x_1, t_1)$ по полному набору ортонормированных собственных функций га-

мильтониана $u_n(x)$ с собственными значениями энергии E_n , являющимися решениями уравнения $\hat{H}u_n = E_n u_n$, то пропагатор будет иметь вид:

$$K(2, 1) = \sum u_n(x_2) u_n^*(x_1) e^{-iE_n(t_2 - t_1)/\hbar}.$$

Здесь цифра 1 означает (x_1, t_1) , а цифра 2 – (x_2, t_2) .

Функция K может быть определена как решение уравнения

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_2} - H_2 \right) K(2, 1) = i\delta(2, 1),$$

которое равно нулю при $t_2 < t_1$.

Здесь $\delta(2, 1) = \delta(t_2 - t_1) \delta(x_2 - x_1) \delta(y_2 - y_1) \delta(z_2 - z_1)$, индекс 2 у оператора H_2 означает, что оператор действует на переменные 2 в функции $K(2, 1)$.

В нестационарном случае, когда оператор H зависит от времени, уравнения остаются справедливыми, однако функция Грина будет иметь более сложный вид.

Величина $K(2, 1)$ – это полная амплитуда перехода в точку (x_2, t_2) из точки (x_1, t_1) и получается сложением амплитуд e^{iS} для каждой пространственно-временной траектории между этими точками. Здесь S – действие вдоль траектории. Амплитуда нахождения частицы в состоянии $\chi^*(x_2, t_2)$ в момент t_2 , если эта частица находилась в момент t_1 в состоянии $\psi(x_1, t_1)$, будет равна

$$\int \chi^*(2) K(2, 1) \psi(1) d^3x_1 d^3x_2.$$

Квантовая система описывается заданием функции K также полно, как и заданием гамильтониана H , из которого эта функция может быть получена.

«В некоторых случаях для описания системы использование функции K является более простым и наглядным. Мы предполагаем рассмотреть квантовую электродинамику именно с этой точки зрения», – писал Фейнман [287, с. 141].

Для частицы в слабом поле с потенциалом $U(x, t)$, когда потенциал отличен от нуля только для $t_1 < t < t_2$, разложение $K(2, 1)$ по возрастающим степеням U показывает

$$K(2, 1) = K^0(2, 1) + K^{(1)}(2, 1) + K^{(2)}(2, 1) + \dots$$

Первое, второе и т. п. приближения вычисляются последовательно для различных точек.

Переход к уравнению Дирака предусматривает использование дираковского гамильтониана, и функция K приобретает вид четырехрядной матрицы, действующей на начальную волновую функцию с индексом, принимающим поочередно четыре значения. Потенциал U заменяется на 4-потенциал, домноженный на заряд электрона: $\Phi - \gamma A$, где Φ и A – скалярный и векторный потенциал, γ – матрицы Дирака. Если имеется внешнее поле с потенциалом

$A = A_\mu \gamma_\mu$, где $\mu = 1, 2, 3, 4$ – функция $K_+(2, 1)$ определяется для случая отсутствия внешнего поля. При наличии внешнего поля функция $K_+^A(2, 1)$ будет отличаться от $K_+(2, 1)$ на поправку

$$K_+^A(2, 1) = -i \int K_+(2, 3) A(3) K_+(3, 1) d\tau_3.$$

Здесь $d\tau_3 = d^3x_3 dt$, то есть интегрирование производится по всему пространству и времени. Эта поправка соответствует амплитуде перехода частицы без воздействия поля из точки 1 в точку 3, рассеянию в точке 3 (матрица $A(3)$ заменяет теперь $U(3)$) и последующему переходу в точку 2. Аналогично вычисляется поправка второго порядка.

Правила Фейнмана (1948 г.) устанавливают соответствие между вкладом определенного порядка теории возмущений в матричные элементы матрицы рассеяния и диаграмм Фейнмана [288, с. 278]. Правила Фейнмана в координатном представлении позволяют сопоставить диаграммы вкладам в матрицу рассеяния, выраженным через операторные полевые функции. Более широкое распространение и применение имеют правила Фейнмана в импульсном представлении. Они служат непосредственно для построения матричных элементов переходов между физическими состояниями, характеризующимися значениями 4-импульсов частиц и других квантовых чисел. В импульсном представлении используют фурье-образы пропагаторов, которым на диаграммах соответствуют внутренние линии и по которым «распространяются» частицы с импульсом p . Вершины, точки встречи линий, описывают взаимодействия частиц. Вершинам отвечают множители в матричных элементах, передающие структуру лагранжианов взаимодействия.

Правила Фейнмана изложены в работе [289, с. 40] следующим образом.

1. Каждой свободной (не зажатой между вершинами) входящей электронной линии сопоставляется, в зависимости от формулировки задачи, биспинор $u(p)$ для входящего электрона с 4-импульсом p или биспинор $u(-p)$ для выходящего позитрона с 4-импульсом p .

2. Каждой свободной выходящей электронной линии сопоставляется сопряженный биспинор $\bar{u}(p)$ (для входящего электрона) или $\bar{u}(-p)$ (для входящего позитрона).

3. Каждой вершине сопоставляется лагранжиан взаимодействия

$$L(x) = e \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x) A_\mu(x) = j^\mu(x) A_\mu(x).$$

Здесь e – заряд электрона; $\bar{\psi}(x), \psi(x)$ – лоренцев спинор описывает поле Дирака (черта означает дираковское сопряжение); γ^μ – матрицы Дирака; $A_\mu(x)$ – четырехмерный вектор-потенциал электромагнитного поля; x – пространственно-временная точка; $j^\mu(x)$ – четырехвектор электрон-позитронного тока.

Электромагнитное поле квантуется по Бозе – Эйнштейну, а дираковское поле – по Ферми – Дираку. Поля A , $\bar{\psi}$, ψ после квантования становятся операторами.

В случае отсутствия фотонной линии, с целью перенормировки, вводится член $\delta mc^2 \bar{\psi}(x)\psi(x)$.

4. Каждый источник внешнего поля описывается фурье-образом 4-потенциала этого поля, скалярно перемножаемым с четверкой матриц Дирака в соответствующей вершине.

5. Сомножители, несущие спинорные индексы, выписываются в порядке «против хода электронной линии».

6. В каждой вершине выполняется закон сохранения 4-импульса.

7. Каждой волнистой (фотонной) линии, зажатой между вершинами и осуществляющей взаимодействие между токами, сопоставляется пропагатор фотона

$$D(q) = -\frac{g_{\mu\nu}}{q^2},$$

где q – переданный полю импульс; $g_{\mu\nu}$ – метрический тензор.

8. Каждой свободной волнистой линии сопоставляется вектор поляризации фотона e_μ (для входящего фотона) или e_μ^* (для выходящего фотона); его векторный индекс сворачивается с векторным индексом четверки матриц Дирака в соответствующей вершине.

9. Каждой внутренней (зжатой между вершинами) электронной линии сопоставляется пропагатор электрона

$$S(p) = \frac{1}{\hat{p} - m},$$

где $\hat{p} = p_\mu \gamma_\mu$, а p_μ – компоненты 4-импульса, γ_μ – матрицы Дирака.

Двигаясь вдоль линий диаграммы, можно построить величину матричного элемента, при этом удобно произвести разложение всех величин в интегралы Фурье, перейдя к импульсному представлению.

8.2.3. Метод перенормировок

Важнейшее значение для становления КЭД приобрел метод перенормировок [290, с. 318]. Первые попытки применения КЭД к реальным процессам, например для описания комтоновского рассеяния фотонов на электронах, привели к парадоксальным результатам. Наинизшее приближение для матричного элемента, пропорциональное константе взаимодействия α , фактически не использовало представления о квантовом характере поля Дирака. Оно приводило к согласию с экспериментом с относительной погрешностью порядка константы связи, то есть с относительной погрешностью $\sim 10^{-2}$. Использование выс-

ших порядков в теории возмущений (радиационные поправки), учитывающих вклады таких переходов, которые в промежуточных состояниях содержали дополнительные виртуальные фотоны, электроны и позитроны, приводило к расходящимся интегралам по 4-импульсам виртуальных частиц (ультрафиолетовые расходимости). Проблема расходимостей была решена в рамках ковариантной формулировки квантовой теории возмущений на основе физической идеи перенормировок: все ультрафиолетовые расходимости были представлены в виде вкладов, перенормирующих массу и заряд электрона. Это не приводило к физическим противоречиям вследствие ненаблюдаемости перенормированных, «голых» значений массы и заряда.

Первая успешная попытка устранения ультрафиолетовых расходимостей и, следовательно, использования перенормировок была осуществлена Г. Бёте (1947 г.) [291] при нерелятивистском рассмотрении лэмбовского сдвига уровней атома водорода. Ковариантная теория возмущений – С. Томонага, Д. Швингер, Р. Фейнман (1946–1949 гг.) – привела к регулярному методу устранения расходимостей в КЭД.

Изложим метод перенормировок сугубо качественно [284, с. 90]. Взаимодействие частиц с вакуумом приводит к изменениям массы и электрического заряда частиц. Проиллюстрируем возникновение расходимостей на примере электростатического поля электрона. Генерированное электроном поле обладает энергией $E_{эл}$ и, по соотношению $E = mc^2$, следовательно, обладает и массой $E_{эл}/c^2$. Таким образом, к «неполевой» или «затравочной» массе следует добавить полевую массу $m_{пол} = E_{эл}/c^2$. Вычисление полевой массы для точечной частицы приводит к бесконечному значению: для заряда e с размером a кулоновская энергия $E_{кул} \sim e^2/a$ и для точечной частицы $a \rightarrow 0$ приводит к расходимости полевой массы. Бесконечное значение полевой массы частицы появляется и в КЭД при учете высших порядков теории возмущений. Преодоление расходимостей привело к разработке метода перенормировок. При использовании теории возмущений сначала рассматривается теория свободных от взаимодействия частиц, а затем вводится взаимодействие частиц. Иначе, вначале, например, строится теория свободных электронов (электрон-позитронного поля), а затем рассматривается взаимодействие этих «голых» электронов с электромагнитным полем. Реально, однако, в природе не существует «голых» электронов, они всегда взаимодействуют с фотонами, и исключить это взаимодействие можно только искусственно. Таким образом, идея перенормировок заключается в том, чтобы построить теорию, в которой бы учитывались реальные физические частицы, а не математические частицы – частицы с «голоой» массой.

Рассмотрим электрон, взаимодействующий с полем источника. До взаимодействия 4-импульс электрона был l , а после взаимодействия стал равен l' , так что полю был передан 4-импульс $q = l - l'$. Такой процесс описывается суммой диаграмм (рис. 8.3) [284, с. 95].

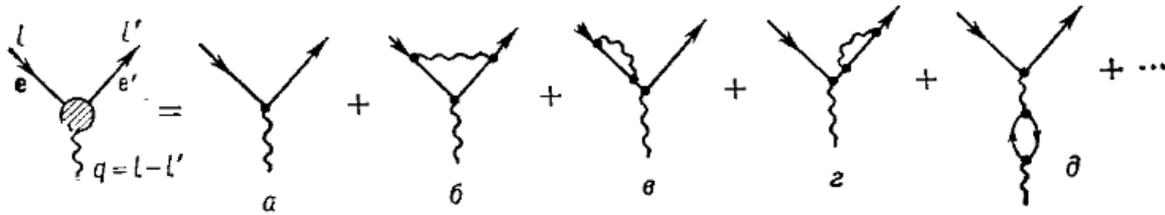


Рис. 8.3. Диаграмма взаимодействия электрона с источником поля

Эта сумма составляет вершинную часть – некоторую функцию (изображена заштрихованным кружком), зависящую от эффективной массы виртуального фотона $m^* = \sqrt{q^2 / c^2}$. Эта функция задается в виде ряда по степеням затравочного заряда e_0 :

$$E(m^*) = e_0 + \frac{e_0^3}{\hbar c} f_1(m^*) + \dots$$

Такую функцию $E(m^*)$ называют эффективным зарядом: первое слагаемое описывает диаграмму (см. рис. 8.3, а), а второе слагаемое описывает сумму диаграмм (см. рис. 8.3, б–д). Величиной физического заряда называют величину этой функции при $m^* = 0$, что соответствует реальному полю: $e = E(m^* = 0, e_0)$. Перенормировка заключается в следующем: величина физического заряда приписывается первой диаграмме, вклады остальных диаграмм определяются так, что в точке $m^* = 0$ они оказываются равными нулю. Это достигается вычитанием из вклада каждой диаграммы его значения при $m^* = 0$. Так, например, вместо $f_1(m^*)$ берется $\tilde{f}_1(m^*) = f_1(m^*) - f_1(0)$. Хотя каждое слагаемое бесконечно, их разность $\tilde{f}_1(m^*)$ становится величиной конечной.

8.2.4. Вакуумные эффекты. Лэмбовский сдвиг. Аномальный магнитный момент электрона

Рассмотрим перенормировки на примерах наблюдаемых вакуумных эффектов – лэмбовский сдвиг уровней энергии в атоме водорода и аномальный магнитный момент электрона.

Лэмбовский сдвиг уровней энергии в атоме водорода экспериментально был установлен У. Лэмбом и Р. Резерфордом в 1947 г. в первой работе [292] и развит в последующие годы со все возрастающей точностью измерений, например, в работе 1950 г. [293]. В статье 1947 г. было установлено смещение уровня $2s_{1/2}$ около 1 060 МГц (в частотном измерении) относительно положения, предсказанного в теории Дирака. Точность измерения составляла 100 МГц. В статье 1950 г. точность измерения была увеличена до 10 МГц. В дальнейших измерениях точность значительно увеличивалась.

В нерелятивистском приближении лэмбовский сдвиг был теоретически интерпретирован Г. Бёте (1947 г.) [291]. Объяснение Г. Бёте позволило вычислить величину сдвига, равную $1\,057,91(1)$ МГц.

В релятивистском приближении по высоким переданным импульсам были выполнены вычисления лэмбовского сдвига Д. Швингером [279] и Дж. Френчем и В. Вайскопфом [294].

Открытие Лэмба и Резерфорда, а также теоретические представления Бёте послужили толчком для всего последующего развития КЭД, которая и дала исчерпывающее объяснение природы лэмбовского сдвига. Физической причиной являются квантовые флуктуации вакуумных электромагнитного и электрон-позитронного полей, которые изменяют потенциальную энергию взаимодействия электрона с кулоновским полем ядра.

Электрон в атоме водорода в соответствии с квантовой механикой в $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ должен иметь одинаковую энергию. Лэмб и Резерфорд, используя микроволновое излучение для радиочастотных переходов между уровнями энергии, установили, что наблюдается разница в положении уровней в $1\,060$ МГц. Электрон в s -состоянии ближе располагается к атомному ядру, чем электрон в p -состоянии, и подвержен более сильному воздействию поля. Это приводит к тому, что добавки к энергии за счет влияния фотонного вакуума у таких состояний разные. Испускание и поглощение виртуальных фотонов «раскачивает» электрон. При изменении эффективного расстояния электрона от ядра на Δr энергия изменяется на величину

$$\Delta E \sim \frac{1}{r + \Delta r} - \frac{1}{r},$$

что больше заметно для s -электрона (вблизи ядра), чем для p -электрона. Вакуумные добавки к энергии (радиационные поправки) «раздвигают» уровни энергии, совпадающие без учета вакуумных поправок. Величина такого расщепления уровней и называется лэмбовским сдвигом.

Ф. Вайскопф по случаю шестидесятилетия Лэмба (1978 г.) отмечал [131, с. 19]:

«Ваша работа, посвященная тонкой структуре атома водорода, немедленно вызвала волну прогресса в квантовой электродинамике, которая и меня привела к славе и успеху. Вы проделали тяжелую, скучную, поисковую работу. Как только Вы положили начало этой волне, дорога для нас, теоретиков, стала легкой. И после того, как мы стремительно достигли берега с нашими изящными, прихотливыми теориями, Вы упорно продолжали заниматься своей экспериментальной работой. В течение многих последующих лет Вы напряженно трудились, добывая из атома водорода точные данные, чтобы дать прочную основу всем нашим гипотезам.

Годы, когда лэмбовский сдвиг являлся центральной темой в физике, стали золотым временем для всех физиков моего поколения. Вы первым увидели, что этот незначительный сдвиг, неуловимый и трудно измеримый, принципиальным образом прояснит наши представления о частицах и полях».

Влияние вакуума на взаимодействие частиц также проявляется при объяснении аномального магнитного момента электрона.

Изучение магнитных моментов частиц началось с опыта Штерна – Герлаха (1921 г.). Было показано, что магнитный момент атомов серебра принимает ровно два значения, которые согласуются с величиной магнетона Бора $\mu_0 = \pm e\hbar/2m_e c$. Позже, после того как Уленбек и Гаудсмит предположили существование у электрона собственного момента – спина, стало понятно, что магнитный момент атомов серебра формируется спином одного единственного валентного электрона.

Магнитный момент частицы с массой m и зарядом q связан с ее спином соотношением

$$\mu = g \left(\frac{q\hbar}{2m} \right) s,$$

где g – гиромагнитное отношение.

Из результатов измерения следовало, что для электрона гиромагнитное отношение $g_e = 2$, что в два раза превышало значение, ожидаемое из классического предела для орбитальных моментов. Релятивистское уравнение Дирака объяснило и наличие спина электрона, и величину гиромагнитного отношения.

В серии точных измерений сверхтонкой структуры атомных переходов при помощи микроволновой техники (1947 г.) [295, 296] было показано, что расщепление уровней энергии атомов несколько превышает предсказанное значение и это может привести к тому, что гиромагнитное отношение может отличаться от значения $g_e = 2$.

Гиромагнитное отношение принято записывать в виде $g = 2(1 + a)$, где безразмерную величину a называют аномальным магнитным моментом (в борновских магнетонах). Из измерений [296] следовало, что $a_e = (1,15 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$.

Д. Швингер (1948–1949 гг.) в работах [297, 277] впервые показал, что отличие гиромагнитного отношения от значения 2 связано с радиационными поправками. Швингер вычислил аномальный магнитный момент электрона в первом порядке теории возмущений и получил значение $a_e = \alpha/2\pi \approx 1,16 \cdot 10^{-3}$. Этот теоретический расчет находился в блестящем согласии с измеренным значением.

К началу 1970-х гг. точность измерения a_e улучшилась на 3–4 порядка, до нескольких миллионных долей. В последующие годы возрастающая точность измерения была связана с применением резонансного метода. К настоящему времени достигнута относительная точность измерения a_e в 0,24 миллиардных долей, а для гиромагнитного отношения электрона g_e – в 0,28 триллионных долей [298].

По квантовополевым представлениям значение μ_0 относится к «голому» электрону. Взаимодействие электрона с вакуумом изменяет массу и заряд

электрона. Поправки в энергию взаимодействия электрона с внешним магнитным полем обусловлены вакуумными добавками к магнитному моменту. Эти добавки называются аномальным магнитным моментом и впервые теоретически и были исследованы Д. Швингером (1947 г.) в работе [297].

Теоретическое значение магнитного момента электрона равно

$$\mu_{\text{теор}} = \mu_0 \left[1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,32848 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 1,184175 \frac{\alpha^2}{\pi^3} \right] = 1,001\,159\,652\,36(28)\mu_0.$$

Здесь $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры. Это теоретическое значение находится в выдающемся согласии с измеренным значением

$$\mu_{\text{эксп}} = 1,001\,159\,652\,41(20)\mu_0.$$

Качественно расходимости в высших приближениях теории возмущений связаны с тем, что в этих приближениях происходит взаимодействие с большими переданными импульсами. С точки зрения соотношения неопределенностей это означает малые расстояния, на которых происходит взаимодействие. Проблема ультрафиолетовых расходимостей (с большими переданными импульсами) была решена методами перенормировок.

Идея перенормировок состоит в том, что бесконечные эффекты квантовых флуктуаций, отвечающие замкнутым петлям диаграмм, выделяются в факторы, имеющие характер поправок к исходным характеристикам системы [284]. Масса и заряд электрона (константа связи) изменяются за счет взаимодействия – перенормируются. Из-за ультрафиолетовых расходимостей ренормирующие добавки оказываются бесконечно большими.

Соотношения перенормировок

$$\begin{aligned} m_0 &\rightarrow m = m_0 + \Delta m = m_0 Z_m(\dots), \\ g_0 &\rightarrow g = g_0 + \Delta g = g_0 Z_g(\dots) \end{aligned}$$

(Z_m и Z_g – факторы перенормировки) связывают исходные, затравочные массы и заряды (константы связи) с физическими массами и зарядами.

Чтобы избавиться от бесконечностей, вводят какую-либо регуляризацию расходимостей, например, обрезают ряд теории возмущений на каком-либо значении переданного импульса или вводят в исходный лагранжиан контрчлены и выражают массу и заряд формальными соотношениями через их физические значения m и g .

Разлагая массу и заряд по параметру взаимодействия

$$\begin{aligned} m_0 &= m + gM_1 + g^2M_2 + \dots, \\ g_0 &= g + g^2G_1 + g^3G_2 + \dots, \end{aligned}$$

подбирают сингулярные функции M и G таким образом, чтобы в точности скомпенсировать расходимости, возникающие в фейнмановских интегралах.

Перенормируемыми теориями называются такие теории, для которых такую программу можно последовательно провести во всех порядках теории возмущений. Все ультрафиолетовые расходимости удается «убрать» в факторы перенормировок масс и констант связи. Можно не учитывать за-

травочные параметры и характеризовать результаты вычислений заданием конечного числа физических значений масс и зарядов. Все матричные элементы и пропагаторы оказываются выраженными без сингулярностей через физические массы и заряды.

Физический смысл перенормировок в общих чертах можно пояснить и на примере с поляризацией диэлектрика: при помещении, например, отрицательного электрического заряда в диэлектрик происходит его поляризация – положительные заряды кулоновски притягиваются, а отрицательные – отталкиваются. Вокруг заряда образуется «шуба» из пар зарядов, а эффективный заряд исходного заряда уменьшается. При этом в области, близкой к заряду, будет «ощущаться» голый заряд, а вдали – уменьшенный эффективный.

Из-за поляризации вакуума электрон окружен «шубой» виртуальных электрон-позитронных пар. Явление поляризации вакуума ответственно за перенормировку масс и констант связи. Если локализовать электрон в области в половину его комптоновской длины, то по принципу неопределенности это приводит к флуктуациям энергии, достаточным для рождения виртуальной пары «электрон – позитрон». Чем меньше область локализации, тем сильнее флуктуации энергии, а значит, тем больше пар здесь может родиться и аннигилировать. Электрон притягивает к себе виртуальные позитроны и отталкивает виртуальные электроны, поэтому диполи пространственно разделенных пар экранируют его заряд. Заряд электрона e , измеренный на расстоянии, большем его комптоновской длины волны, перенормирован за счет экранировки по сравнению с «затравочным» зарядом e_0 . Кроме того, масса электрона, укутанная в «шубу» виртуальных пар, оказывается перенормированной по сравнению с его «затравочной» массой.

8.3. Развитие квантовой теории поля

8.3.1. Ренормгруппа

Томонага, Фейнман и Швингер развили регулярный формализм для устранения ультрафиолетовых расходимостей в конце 1940-х годов на основе ковариантной теории возмущений. Однако некоторые вопросы, например, связанные с перекрывающимися расходимостями в матрице рассеяния и поверхностными расходимостями, оставались не решенными.

Ренормализационная группа была открыта Штюкельбергом и Петерманом в 1953 г. [299]. Они ввели группу нормировок, как группу Ли, связанную с перенормировкой константы связи. Ренормгрупп-преобразования были введены несколько формально для устранения расходимостей при некотором конечном произволе.

В общих чертах метод ренормгруппы приведен в работе [284, с. 100]. Принятый способ определения заряда и массы неоднозначен: заряд можно определять и через отклонение электрона с каким-то ненулевым квадратом

передачи 4-импульса $|q^2| = \lambda^2 c^2$, где λ – некоторое фиксированное значение в точке $m^* \neq 0$. Такой переопределенный заряд будет отличаться от прежнего. Вершинная часть, описывающая рассеяние с передачей импульса q , будет иметь вид разложения, как на диаграмме (см. рис. 8.3), но уже по новому заряду e_λ ; вклады же диаграмм с тремя и бóльшим числом вершин должны вычитаться в точке $m^* = \lambda$. При этом физически наблюдаемые величины, как с помощью заряда e , так и с помощью любого другого заряда e_λ , должны совпадать. Иначе, процедура перенормировки должна быть самосогласованной. Соответствующее преобразование и называется ренормализационной группой: последовательность операций перехода от нормировки в точке $m^* = 0$ к точке $m^* = \lambda$, а в последующем – от λ к λ' эквивалентна операции перехода сразу от $m^* = 0$ к $m^* = \lambda'$. Преобразование, обладающее таким свойством, называется группой.

В 1954 г. Гелл-Манн и Лоу вывели функциональные уравнения для пропагаторов КЭД в ультрафиолетовом пределе [300]. Следует заметить, что в этой работе не было обращено внимание на групповую природу проделанного анализа и не была установлена связь полученных результатов с теорией возмущений.

Ландау, Абрикосов и Халатников (1954 г.) [301] добились существенного прогресса при решении приближенной версии уравнений Швингера – Дайсона, они получили асимптотические выражения для пропагаторов КЭД, в которых были просуммированы лидирующие ультрафиолетовые логарифмы. Тем не менее этот подход не объяснял рецептуры построения следующих приближений.

В 1955 г. Боголюбов и Ширков, используя групповые свойства конечных преобразований Дайсона для константы связи и полей, получили групповые функциональные уравнения для пропагаторов и вершин КЭД в общем случае, с учетом массы [302].

В работе Боголюбова и Ширкова [303] был введен термин «ренормализационная группа», а также определено понятие «инвариантного заряда».

На основе такого подхода в середине 1950-х годов Боголюбов и его ученики развили технику доопределения произведений сингулярных пропагаторов Штютельберга – Фейнмана и доказали теорему о конечности и единственности матрицы рассеяния в произвольном порядке теории возмущений. Рецептурная часть этой теоремы – R-теорема Боголюбова – служит практическим средством получения конечных и однозначных результатов в пертурбативных вычислениях в КТП.

Суть R-операции состоит в следующем [304]. Для устранения ультрафиолетовых расходимостей вместо введения некоторой регуляризации, например импульсного обрезания, и манипулирования квазибесконечными контрчленами, достаточно доопределить расходящиеся фейнмановские интегралы с помощью вычитания из них некоторых полиномов по внеш-

ним импульсам, которые в простейшем случае сводятся к первым нескольким членам разложения в ряд Тейлора. Единственность результатов вычислений обеспечивается специальными условиями, накладываемыми на них. Эти условия содержат определенные степени свободы, которые могут быть использованы для установления соотношений между параметрами лагранжиана – массами и константами связи – и соответствующими им физическими величинами. То, что физические предсказания не зависят от произвола, содержащегося в условиях перенормировки, то есть являются ренорм-инвариантными, составляет концептуальную основу ренорм-группы. Такой подход свободен от нефизических вспомогательных атрибутов – затравочных масс, констант связи, параметров регуляризации, их введение оказывается излишним. Таким образом, этот метод может рассматриваться как перенормировка без регуляризации и контрчленов.

Результаты, полученные Боголюбовым и Ширковым, установили концептуальную связь между подходами Штюкельберга – Петермана и Гелл-Манна – Лоу. В этих работах ренормгрупповой подход был непосредственно связан с практическими вычислениями ультрафиолетовых и инфракрасных асимптотик. Таким образом, ренормгрупповой метод стал единственным средством для асимптотического анализа в локальной КТП.

8.3.2. Аксиоматический подход

Аксиоматическая КТП была впервые предложена Н. Н. Боголюбовым и Д. В. Ширковым (1955 г.) [305] и развита в 1956 г. А. Уайтманом [306] и Р. Хаагом [307]. В основу аксиоматического подхода входят наиболее фундаментальные положения – аксиомы, такие как [308, с. 108–110]:

- релятивистская инвариантность – удовлетворение требованиям специальной теории относительности;
- принцип причинности – удовлетворение требованию коммутирования операторов полей, относящихся к таким точкам пространства-времени, которые исключают возможность обмена сигналами со сверхсветовой скоростью (причина должна всегда предшествовать времени);
- условие спектральности – удовлетворение требованию, при котором энергии всех допустимых состояний были положительными (при равной нулю энергии вакуумного состояния).

Важнейшим примером плодотворности аксиоматического подхода является СРТ-теорема: теория должна быть инвариантной по отношению к трем одновременно производимым операциям:

- зарядовому сопряжению C – замене частицы на античастицу;
- пространственной инверсии P – замене координат \vec{r} на $-\vec{r}$;
- обращению времени T – замене времени t на $-t$.

Другой важнейший результат аксиоматического подхода – установление связи спина со статистикой, не следующее из каких-либо моделей.

Аксиоматический подход позволяет также обнаружить и исследовать исходные положения традиционной КТП, нуждающейся в логическом и математическом уточнении.

В аксиоматическом подходе Боголюбова (1955 г.) за основной объект принята матрица рассеяния. Этот подход оказал наибольшее влияние на развитие КТП и теории элементарных частиц. В частности, в этом подходе было сформулировано понятие амплитуды процесса и различных его каналах как о единой аналитической функции своих переменных. С помощью такого подхода существенно сокращается путь к опытной проверке результатов вычислений.

Исходным физическим объектом в подходе Уайтмана (1956 г.) служит взаимодействующее квантованное поле. Этот подход позволил выяснить, каким математическим аппаратом следует пользоваться для описания релятивистской квантовой системы с помощью взаимодействующего квантованного поля.

Развитый аппарат позволил строго вывести из аксиом такие физические следствия, как

- обобщенную СРТ-теорему Р. Йоста, раскрывшую глубокую связь причинных свойств теории со свойствами симметрии пространства-времени и допускающую опытную проверку;
- доказательство того, что исходя из теории поля, а не частицы, можно построить характеристики частиц. Этим была решена проблема корпускулярной интерпретации полевой теории, доказано, что теория поля одновременно способна служить и теорией частиц.

В алгебраическом подходе Хаага – Араки (1959–1962 гг.) фундаментальным объектом является совокупность всех наблюдаемых физических величин, которые могут быть непосредственно измерены в эксперименте. Этот подход – наиболее широкий и общий из всех направлений аксиоматической теории поля.

8.3.3. Дисперсионные соотношения

Дисперсионные соотношения используются в классической электродинамике – диэлектрическая проницаемость вещества и показатель преломления зависят от частоты света и включает вещественную и мнимую части.

По аналогии с этим в дисперсионных соотношениях КТП можно выделить вещественную и мнимую части амплитуды рассеяния и установить соотношения между ними. Мнимая часть учитывает все возможные каналы рассеяния – неупругие процессы, при которых в конечном состоянии появляются новые частицы, и упругое рассеяние. Оптическая теорема утверждает, что мнимая часть амплитуды рассеяния по направлению «вперед» пропорциональна полной вероятности рассеяния.

Дисперсионные соотношения устанавливают соотношения между величинами, описывающими реакцию физической системы на внешнее воздействие. Дисперсионные соотношения являются прямым следствием принципа причинности и не зависят от конкретного механизма взаимодействия системы с внешним воздействием. В дисперсионном подходе предлагается рассматривать только те величины, которые имеются в дисперсионных соотношениях – сечения различных процессов, положение и ширину резонансов.

Доказательство дисперсионных соотношений в квантовой теории поля было предложено Н. Н. Боголюбовым в докладе на Международном съезде физиков-теоретиков в Сиэттле (США, сентябрь 1956 г.) и подробно изложено в работе Н. Н. Боголюбова, Б. В. Медведева и М. К. Поливанова [309].

Дисперсионные соотношения допускают проверку, которая означает проверку принципа причинности. Для рассеяния на нулевой угол (рассеяние «вперед») мнимая часть амплитуды благодаря оптической теореме пропорциональна полному сечению процесса, измеряемому экспериментально. Более сложная процедура позволяет измерить вещественную часть амплитуды. Вплоть до энергий, соответствующих расстояниям $5 \cdot 10^{-16}$ см, принцип причинности выполняется.

В докладе, сделанном Н. Н. Боголюбовым, был анонсирован строгий вывод дисперсионных соотношений для амплитуды рассеяния пионов на нуклонах. В основе доказательства лежит теорема «об острейшей клина», носящая имя Н. Н. Боголюбова. Ее содержание состоит в том, что обобщенные функции нескольких комплексных переменных, удовлетворяющие определенным условиям роста на бесконечности, могут быть продолжены в верхнюю полуплоскость одной комплексной переменной (например, энергии) и для таких функций могут быть записаны дисперсионные соотношения, представляющие физический интерес.

Стало ясно, что дисперсионные соотношения являются прямым следствием общих принципов квантовой теории поля: причинности, унитарности (сохранения вероятности), релятивистской инвариантности.

Метод дисперсионных соотношений получил твердую основу и широкое применение в работах В. С. Владимирова, А. А. Логунова, О. С. Парасюка и их сотрудников. Оказалось, что использованная при выводе дисперсионных соотношений система аксиом имеет более широкое значение. Было введено понятие об амплитуде рассеяния как о единой аналитической функции двух кинематических комплексных переменных, различные граничные значения которой описывают также и физически различные процессы. Это понятие сыграло решающую роль в получении строгих ограничений на асимптотическое поведение амплитуд рассеяния в области высоких энергий. В дальнейшем из этого направления выросла новая ветвь физики – физика инклюзивных процессов.

Доказанные Н. Н. Боголюбовым в 1956 г. сугубо математические теоремы нашли применение при изучении проблемы автомодельных асимптотик в глубоко неупругом рассеянии при высоких энергиях, которая была решена в совместных работах Н. Н. Боголюбова, В. С. Владимирова и А. Н. Тавхелидзе [310, 311].

Дисперсионные соотношения в теории элементарных частиц связаны с использованием условия унитарности и перекрестной симметрии, которые позволяют выразить мнимую часть амплитуды одного процесса через амплитуды других процессов. Таким образом, удается установить взаимосвязь между различными физическими процессами. Возникающая система уравнений включает процессы, происходящие с элементарными частицами, и не поддается математическому разрешению. С помощью приближений удается сузить систему взаимосвязей процессов и получить физические результаты. В частности, на основе дисперсионного анализа формфактора протона было получено предсказание существования пиона, который был обнаружен экспериментально. Несмотря на то что программа полного построения амплитуд процессов в рамках дисперсионного подхода не нашла окончательного решения, дисперсионные соотношения вошли в аппарат теории элементарных частиц и квантовой теории поля и служат инструментом исследования свойств амплитуд процессов.

Процессы глубоко неупругого рассеяния, то есть рассеяния, сопровождающегося рождением многих других частиц, позволяют получить информацию о внутренней структуре элементарных частиц – адронов. Эксперименты показали, что асимптотическое поведение сечений рассеяния при больших энергиях таково, как если бы адроны состояли из точечноподобных объектов. Этот факт находится в полном согласии с кварковой моделью адронов, согласно которой элементарные частицы на самом деле являются составными и состоят из еще более «элементарных» частиц – кварков.

Работы Н. Н. Боголюбова в середине 1950-х гг. в области квантовой теории поля – последовательная аксиоматическая схема построения теории, доказательство существования дисперсионных соотношений – оказали огромное влияние на развитие теоретической физики.

Дисперсионные соотношения прочно вошли в аппарат КТП и являются мощным инструментом исследований свойств амплитуд рассеяния.

8.3.4. Глубоко неупругие процессы.

Квантовая хромодинамика

Исследование процессов в области энергии частиц, значительно превышающих их массы, процессов с большой передачей импульса привели к гипотезе о партонах (от англ. part – часть).

Гипотезу о партонах выдвинул Р. Фейнман в 1969 г. [312, 313].

Рассмотрим процессы рассеяния электрона на протоне качественно [268]. При глубоко упругом рассеянии электрона на протоне электрон с 4-импульсом l (с импульсом l и энергией $l_0 = c\sqrt{m^2 c^2 + l^2}$) сталкивается с протоном с 4-импульсом p (рис. 8.4) [284, с. 99]. После рассеяния электрон приобретает 4-импульс l' , передавая протону 4-импульс $q = l - l'$ и энергию $q_0 = l_0 - l'_0$. Передача импульса происходит при обмене виртуальным фотоном γ с 4-импульсом q , которому можно приписать эффективную массу $m^* = \sqrt{|q_0^2/c^4 - q^2/c^2|} = \sqrt{|q^2/c^2|}$. Согласно соотношению неопределенностей фотон не может улететь на расстояние больше, чем расстояние $\Delta r \approx \hbar/m^*c$. Исследуя сечение рассеяния в зависимости от m^* , можно получить информацию о распределении заряда в протоне, о распределении «облака» виртуальных частиц и сделать заключение о размере протона r_p . Если эффективная масса виртуального фотона мала $m^* \ll \hbar/r_p c$, то фотон будет «чувствовать» весь заряд протона. Электрический формфактор протона – функция $F(m^*)$, сопоставляемая с заштрихованным кружком на рисунке 8.4, будет почти постоянной. Если же $m^* \geq \hbar/r_p c$, то изменение формфактора протона станет существенным, отличным от постоянного значения. Если бы протон был точечным, то его формфактор был бы постоянным, не зависящим от передачи импульса, то есть $F(m^*) = e$.

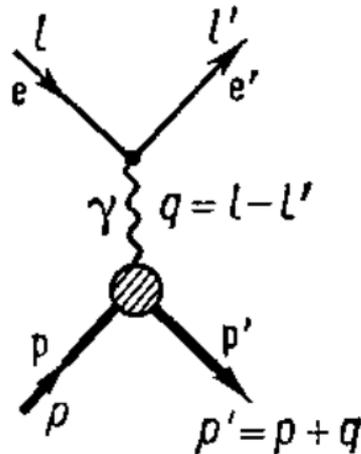


Рис. 8.4. Диаграмма глубоко упругого рассеяния электрона на протоне

Экспериментальные измерения показали, что при $m^* \geq 1$ ГэВ/ c^2 формфактор уменьшается, как четвертая степень передачи импульса

$$F(m^*) \sim \left(\frac{0,84 \text{ ГэВ}}{m^* c^2} \right)^4.$$

Это указывает на конечный размер протона.

При глубоко неупругом рассеянии электрона на протоне при тех же переданных значениях 4-импульса t^* сечение процесса значительно превосходит сечение упругого рассеяния. При этом исследуется глубоко неупругий формфактор, сопоставляемый с заштрихованным кружком на рисунке 8.5 [284, с. 99]. В конечном состоянии фиксируют только 4-импульс конечного электрона e' , на остальные частицы совокупностью X не обращают внимание.

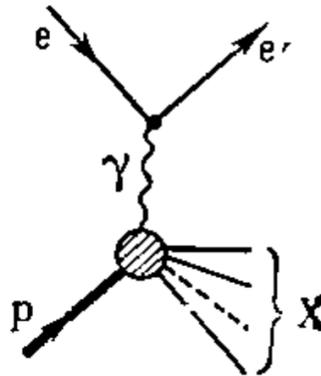


Рис. 8.5. Диаграмма глубоко неупругого рассеяния электрона на протоне

Кроме квадрата передаваемого 4-импульса функция F должна также зависеть от полной энергии \mathcal{E}_X в системе их центра масс. Обычно используют безразмерную величину

$$x = \frac{m^{*2} c^4}{\mathcal{E}_X^2 - m^{*2} c^4 - M^2 c^4}.$$

Здесь M – масса протона. Эта величина имеет смысл доли (части) протона, участвующего во взаимодействии. Тогда функция F станет функцией двух переменных – $F(m^*, x)$.

Эксперименты показали, что при $m^* \geq 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$ формфактор оказался почти постоянным, не зависящим от m^* , то есть протон ведет себя, как точечное образование. Такая независимость формфактора от каких-либо размерных параметров была названа масштабной инвариантностью (скейлингом). Согласовать противоречие, заключающееся в том, что протон является точечным в неупругом рассеянии и неточечным в упругом рассеянии, можно только, если отказаться от представления о протоне как об истинно элементарной частице: протон состоит из каких-то внутренних образований – партонов. Эффективное взаимодействие партонов на малых расстояниях слабо настолько, что их можно считать почти точечными и свободными частицами. Дальнейшие исследования показали, что партоны можно ассоциировать с кварками.

Квантовая хромодинамика (КХД) – квантово-полевая теория сильного ядерного взаимодействия – возникла в начале 1970-х годов и строится по аналогии с КЭД, однако, с существенными отличиями: вместо одного фермиона-электрона в КЭД в КХД имеются фермионы трех видов – три цветных кварка («цвет» – новое квантовое число). Это – красный, зеленый и синий кварки. Переносчиками сильного взаимодействия, в отличие от переносчиков-фотонов в КЭД, выступают цветные глюоны – безмассовые частицы со спином, равным 1.

Кварковую модель независимо высказали М. Гелл-Манн [314] и Дж. Цвейг [315, 316] в 1964 г.

Таким образом, основу КХД образуют три цветных состояния кваркового поля Дирака $q_\alpha(x)$ ($\alpha = 1, 2, 3$ – цветовой индекс, x – точка пространства-времени). Состояния преобразуются друг через друга при преобразованиях в цветовом пространстве. Квантами полей являются цветные кварки. Цветные кварки порождают восемь разновидностей цветовых глюонных полей – векторных калибровочных полей Янга – Миллса.

При испускании и поглощении глюонов кварки изменяют свой цветовой заряд, но сохраняют тип – аромат. В этом тоже радикальное отличие от КЭД: при испускании и поглощении фотонов электроны свой заряд не изменяют. В отличие от фотонов глюонные поля, обладая цветовым зарядом, должны испытывать самодействие. Поэтому уравнения для глюонных полей, в отличие от уравнений Максвелла, являются нелинейными. На диаграммах Фейнмана появляются вершины, соответствующие такому самодействию. Выражение для эффективного цветового заряда g приобретает вид

$$G^2(m^*) = \frac{g_\lambda^2}{1 + \frac{25}{6\pi} \left(\frac{g_\lambda^2}{\hbar c} \right) \ln \left(\frac{m^*}{\lambda} \right)}$$

и с ростом эффективной массы m^* (с уменьшением расстояния) стремится к нулю. Происходит антиэкранировка заряда: частицы на малых расстояниях становятся квазисвободными точечными объектами, иначе – асимптотически свободными. Теория возмущений становится замкнутой – чем больше передача импульса, тем меньше эффективная константа разложения G и тем больше оснований для применения теории возмущений по такой константе. Из-за самодействия частиц возможно разрешение проблемы расходимостей. Уменьшение заряда приводит к уменьшению энергии самодействия. Свободные кварки на опыте не наблюдались, хотя начиная с импульса передачи, равном $m^*c \geq 1,5$ ГэВ/с, электрон должен бы выбить кварк из нуклона: кварки заперты внутри адронов – инфракрасное удержание. Полагают, что по мере удаления одного из кварков от других кварков и роста взаимодействия с ними увеличивающееся глюонное поле рождает из вакуума одну или несколько кварк-антикварковых пар, образующих пионы и нуклоны.

Таким образом, вместо свободных кварков на опыте должны наблюдаться адронные струи (рис. 8.6) [284, с. 102].

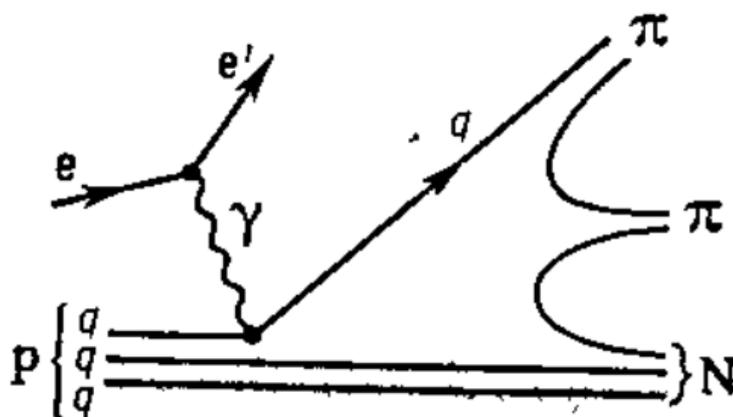


Рис. 8.6. Диаграмма рассеяния
электрона на протоне
с образованием адронных струй

Такие струи действительно были обнаружены в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов на протонах, а также и в других процессах с большой передачей импульса.

8.3.5. Калибровочная симметрия

Калибровочная симметрия – это общее название класса симметрий уравнений движения КТП, подразумевающих такие преобразования над полями, которые не изменяют вид уравнений [317, с. 192]. Калибровочная симметрия накладывает жесткие ограничения на уравнения движения и приводит к необходимости существования компенсирующих калибровочных полей, осуществляющих взаимодействие между частицами. Электромагнитное поле и поля Янга – Миллса – это векторные поля, обеспечивающие инвариантность теории относительно калибровочных преобразований. Калибровочная инвариантность – это частный случай внутренней симметрии, которая играет фундаментальную роль в физике элементарных частиц. В отличие от обычных пространственных и временных симметрий – пространственного и временного сдвига – указанные симметрии не связаны со свойствами пространства и времени, они обусловлены внутренними свойствами частиц.

В классической электродинамике силовые компоненты электромагнитного поля \vec{E} и \vec{H} задаются через скалярный ϕ и векторный \vec{A} потенциалы следующим образом [318, с. 73]:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \phi, \quad \vec{H} = \text{rot } \vec{A}.$$

Замена потенциалов на новые потенциалы

$$\vec{A}' = \vec{A} + \text{grad } f(x, y, z, t), \quad \varphi' = \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial t},$$

где $f(x, y, z, t)$ – произвольная функция координат и времени, не изменяет \vec{E} и \vec{H} , то есть не изменяет поле. Это следует из непосредственного вычисления. Такие соотношения для потенциалов называются калибровочными (градиентными) преобразованиями потенциалов, а свойство неизменности поля называется калибровочной инвариантностью уравнений классической электродинамики. Неоднозначность в выборе потенциалов поля открывает возможность выбрать их удобным образом, например, выбрать так, чтобы скалярный потенциал был равен нулю.

К внутренней симметрии относится инвариантность относительно фазовых преобразований полей, соответствующих заряженным частицам. В квантовой электродинамике преобразование волновой функции имеет вид умножения волновой функции на фазовый множитель:

$$\psi' \rightarrow \psi \exp\left(i \frac{ef(x, y, z, t)}{\hbar c}\right).$$

Здесь e – заряд электрона. Поскольку в квантовой теории наблюдаемым соответствуют билинейные комбинации – $\psi^* \psi$, то волновые функции ψ' и ψ физически эквивалентны. Такие преобразования можно рассматривать как вращение в зарядовом пространстве.

Инвариантность волнового уравнения для заряженных частиц со спином, равным нулю (уравнения Клейна – Гордона – Фока), была установлена В. А. Фоком (1926 г.) [319, 320] и названа им «градиентной инвариантностью». Термины «калибровочная инвариантность» и «калибровочная симметрия» были введены Г. Вейлем (1929 г.). [321]. Вейль также впервые сформулировал калибровочную симметрию как фундаментальный основополагающий принцип построения теории.

В теории полей Янга – Миллса (1954 г. [322] вместо одной заряженной частицы имеется мультиплет из нескольких частиц. Калибровочное преобразование для поля частиц $\psi^i(x, y, z, t)$, входящих в один мультиплет, имеет вид:

$$\psi^i \rightarrow \psi^i U_j^i(x, y, z, t),$$

где $U_j^i(x, y, z, t)$ – матрица, индексы i и j нумеруют частицы в мультиплете.

Представляющие собой матричное обобщение электромагнитных потенциалов поля Янга – Миллса $A_\mu(x, y, z, t)_j^i$, где $\mu = 1, 2, 3$ преобразуются как

$$A_{\mu j}^i \rightarrow U_k^i A_{\mu l}^k (U^{-1})_j^l + i U_k^i \frac{\partial (U^{-1})_l^k}{\partial x^\mu}.$$

Здесь использована система единиц $\hbar = c = 1$. Если в матрицу преобразования U входит n независимых функций, то должно быть n независимых полей A_μ Янга – Миллса.

В частном случае, когда U есть просто фазовый множитель, характеризуемый одной функцией, то калибровочное поле A_μ только одно. Этот случай отвечает абелевой калибровочной симметрии $U(1)$. В более общем случае матрицы U принадлежат представлению неабелевой группы Ли, характерным свойством которой является некоммутативность двух преобразований. В общем случае калибровочная симметрия – это инвариантность наблюдаемых величин при неабелевых (то есть не коммутирующих между собой) преобразованиях.

Калибровочная инвариантность полей Янга – Миллса запрещает квантам поля иметь ненулевую массу, аналогично такому запрету для фотона в электродинамике. Однако кванты полей Янга – Миллса могут приобрести ненулевую массу за счет спонтанного нарушения симметрии.

Поле Хиггса – поле, обеспечивающее спонтанное нарушение симметрии электрослабых взаимодействий благодаря нарушению симметрии вакуума, названо по имени разработчика его теории, британского физика Питера Хиггса [323, 324].

Квант этого поля – бозон Хиггса был обнаружен в экспериментах коллабораций ЦЕРН (Европейская организация ядерных исследований). Предварительные результаты были доложены 4 июля 2012 г., а также были изложены в пресс-релизе ЦЕРН [325]:

«Мы наблюдаем в наших данных четкие признаки новой частицы на уровне 5 сигм в области масс около 126 ГэВ. Выдающаяся производительность БАК (Большого Адронного Коллайдера – *Д. П.*) и ATLAS (коллаборация ЦЕРН – *Д. П.*) и огромные усилия многих людей привели нас к этому захватывающему этапу, – отметила представитель эксперимента ATLAS Фабиола Джанотти.

<...>

«Результаты являются предварительными, но сигнал 5 сигм при энергии около 125 ГэВ, который мы наблюдаем, является впечатляющим. Это действительно новая частица. Мы знаем, что это должен быть бозон, и это самый тяжелый бозон, когда-либо найденный», – отметил представитель эксперимента CMS (коллаборация ЦЕРН) Джо Инкандела.

<...>

«Мы достигли важной вехи в нашем понимании природы. Открытие частицы, совместимой с бозоном Хиггса, открывает путь к более детальным исследованиям, требующим больших статистических данных, которые позволят точно определить свойства новой частицы и, вероятно, прольют свет на другие тайны нашей Вселенной», – заявил генеральный директор ЦЕРН Рольф Хойер.

Наличие хиггсовского поля является неотъемлемой частью Стандартной модели (теории Вайнберга – Саламы), объединившей слабое и электромагнитное взаимодействия. С помощью этого поля объясняется наличие инертной массы частиц-переносчиков слабого взаимодействия (W - и Z -бозоны) и отсутствие массы у частицы-переносчика сильного (глюон) и электромагнитного взаимодействия (фотон).

Квантовая хромодинамика основана на принципе калибровочной симметрии. Сильному взаимодействию соответствует изотопическая инвариантность [326, с. 188–190]. Изотопическая инвариантность сильных взаимодействий интерпретируется как инвариантность относительно вращений в трехмерном изотопическом пространстве. Протон и нейтрон образуют изотопический дуплет и отвечают различным проекциям изотопического спина (двум разным зарядовым состояниям) одной и той же частицы – нуклона. Электрический заряд Q частицы, входящей в изотопический мультиплет, описывается формулой Гелл-Мана – Нишиджимы [327, 328]:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S),$$

здесь B и S – барионный заряд и странность.

Величина I_3 изменяет свое значение от максимального (I) до минимального ($-I$) с интервалом в единицу. Изотопический спин – это I , а его проекции на выделенное направление – это I_3 . Для данного изотопического мультиплета будет $(2I + 1)$ значений I_3 , следовательно, и число частиц в изотопическом мультиплете. Для нуклона имеется изотопический дуплет (два зарядовых состояния – протон и нейтрон), то есть $2I + 1 = 2$. Следовательно, проекция изотопического спина может принимать два значения: $(+1/2)$ для протона (заряд $Q = +1$) и $(-1/2)$ для нейтрона (заряд $Q = 0$), так как для нуклона барионный заряд $B = 1$, а странность $S = 0$. Сильное взаимодействие частиц, входящих в определенный изотопический мультиплет, одинаково независимо от значения заряда частицы или, иначе, от проекции изотопического спина. Этот факт можно интерпретировать как инвариантность сильного взаимодействия от вращений в «изотопическом пространстве» или существования изотопической симметрии $SU(2)$. Из этой наиболее общей формулировки изотопической инвариантности следует закон сохранения изотопического спина в сильном взаимодействии аналогично закону сохранения углового момента в механике как следствия инвариантности относительно поворота на некоторый угол в обычном пространстве.

Необязательно, однако, чтобы калибровочные преобразования «перепутывали» разные частицы, например протон и нейтрон. В квантовой электродинамике такую роль для одной частицы играют вещественная и мнимая части волновой функции электрона. Роль изотопического пространства играет обычная плоскость комплексного переменного: по гори-

горизонтальной оси откладывается вещественная часть, а по вертикальной – мнимая часть. Волновую функцию электрона можно представить в показательной форме в виде произведения модуля на фазовый множитель. Тогда поворот в этом пространстве сводится к изменению фазового множителя – к умножению волновой функции на новый фазовый множитель. Для выполнения требований калибровочной инвариантности два электрона должны взаимодействовать путем обмена некоторым векторным полем. Если написать уравнения для этого векторного поля так, чтобы уравнения были калибровочно-инвариантными сами по себе, то получатся уравнения Максвелла. Таким образом, компенсирующим полем для калибровочного преобразования волновой функции электрона является электромагнитное поле, калибровочной частицей является фотон.

Фундаментальные составляющие материи – *кварки* – характеризуются, помимо прочего, цветом, который не является наблюдаемым, но может принимать три значения. Принцип калибровочной симметрии состоит в том, что поле кварка данного цвета можно заменить в каждой точке пространства-времени на линейную комбинацию полей кварков другого цвета, и это не должно приводить к наблюдаемым последствиям. Иными словами, наблюдаемыми являются только калибровочно-инвариантные величины, не меняющиеся при калибровочных преобразованиях, в которых U – унитарная матрица 3×3 с единичным детерминантом, реализующая фундаментальное представление группы $SU(3)$.

В КХД при высоких энергиях (при малых расстояниях), в отличие от других взаимодействий, эффективное взаимодействие не увеличивается, а стремится к нулю: частицы ведут себя, как свободные частицы. Такое явление – асимптотическая свобода – нашло свое подтверждение в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию. Напротив, при малых энергиях (при больших расстояниях) взаимодействие полей Янга возрастает, происходит инфракрасное удержание кварков. В экспериментах не наблюдаются свободные кварки из-за удержания, конфайнмента, наблюдаются адронные струи, а не отдельные свободные кварки.

Стандартная модель единого электромагнитного и слабого взаимодействий основана на калибровочной симметрии относительно калибровочных преобразований для группы $SU(2) \times SU(1)$, однако в этом случае калибровочная симметрия должна быть спонтанно нарушена. В электрослабом взаимодействии фотон и переносчики слабого взаимодействия – векторные промежуточные бозоны – объединяются в мультиплет полей Янга – Миллса. За счет спонтанного нарушения симметрии векторные промежуточные бозоны приобретают ненулевые массы, а фотон остается с нулевой массой.

Успех стандартной модели в описании сотен свойств элементарных частиц не оставляет сомнений в том, что принцип калибровочной симметрии реализуется в природе.

Во всех случаях калибровочная симметрия состоит в инвариантности физически наблюдаемых величин при преобразованиях, являющихся произвольными функциями пространственно-временных координат, то есть функциями, которые могут меняться от точки к точке. Такая симметрия называется *локальной*, в противоположность *глобальной* симметрии, когда инвариантность имеет место только относительно единого во всем пространстве преобразования. Локальная симметрия значительно мощнее глобальной симметрии.

В 1995 г. С. Вайнберг писал [248, с. 16]:

«...квантовую теорию поля нельзя рассматривать как некую фундаментальную теорию, лежащую в основе всех законов природы. В качестве таковой могло бы выступать нечто совсем другое, например, теория струн. С этой точки зрения квантовая электродинамика и другие квантовые теории поля, которыми мы так гордимся, представляют собой просто "эффективные теории поля", т. е. низкоэнергетические приближения более фундаментальной теории. Наши полевые модели работают так хорошо не потому, что они являются отражением истинных законов природы, а потому, что любую релятивистскую квантовую теорию можно рассматривать как теорию поля, если при этом ограничиться рассмотрением частиц с достаточно низкой энергией».

Таким образом, согласно Вайнбергу, квантовая теория поля в общем еще не завершена окончательно, и существующие формализмы могут войти как составные части в какую-то новую, более общую теорию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

14 декабря 1900 г. Макс Планк представил на заседании Берлинского физического общества теоретическое разрешение парадокса «ультрафиолетовой катастрофы» с привлечением гипотезы квантования излучения в актах его испускания. Символично, что рождение квантовой физики произошло на рубеже XIX и XX веков. Весь XX в. в физике во многом прошел «под знаком кванта». В течение 120 лет квантовая физика развивалась и на фундаментальном уровне, и в прикладных инженерных областях. На основании квантовых представлений был осуществлен впечатляющий прорыв в технологическом прогрессе человечества.

Из интенсивного обсуждения методологических проблем квантовой физики, при разрешении ее парадоксов возникли новые межпредметные фундаментальные и научно-технологические направления. Физические и математические основания квантовой информации служат фундаментальной базой для создания квантового компьютера.

Научные достижения последних десятилетий в квантовой физике масштабны и значительны. Накоплена огромная совокупность экспериментальных и теоретических исследований в области квантовой физики, которые постепенно осмысливаются и складываются в качественно новую квантовую парадигму реальности. Уже существуют и используются в практической деятельности различные квантово-технологические системы. Огромное значение этих достижений, все их последствия в будущих квантовых технологиях сейчас невозможно себе представить. Можно утверждать, что постепенно они приведут к коренным изменениям не только в фундаментальной и прикладной науке, но и в мировоззрении человека. Многие представления об окружающем нас мире станут качественно другими.

Фундаментальные выводы квантовой теории касаются каждого, причем уже не просто как потребителя «новых технологий», но и на более глубоком, философском уровне, поскольку коренным образом меняют взгляд на окружающую реальность.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пономарёв Л. И. Под знаком кванта / Л. И. Пономарёв. – Москва : Физматлит, 2005. – 416 с.
2. Уиттекер Э. История теорий эфира и электричества: Современные теории (1900–1926 гг.) / Э. Уиттекер. – Москва : Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2004. – 464 с.¹
3. Льоцци М. История физики / М. Льоцци ; пер. с итал. Э. Л. Бурштейна. – Москва : Мир, 1970. – 464 с.
4. Кудрявцев П. С. История физики. В 3 т. Т. 3. От открытия квант до создания квантовой механики (1900–1925) / П. С. Кудрявцев. – Москва : Просвещение, 1971. – 424 с.
5. Спасский Б. И. История физики. В 2 ч. Ч. 2 : учебное пособие для вузов / Б. И. Спасский. – 2-е изд., перераб. и доп. – Москва : Высшая школа, 1977. – 309 с.
6. Дорфман Я. Г. Всемирная история физики (с начала XIX до середины XX вв.) / Я. Г. Дорфман. – Москва : Наука, 1979. – 317 с.
7. Менский М. Б. Квантовая механика: новые эксперименты, новые приложения и новые формулировки старых вопросов / М. Б. Менский // Успехи физических наук. – 2000. – Т. 170, № 6. – С. 631–648.
8. Милантьев В. П. История возникновения квантовой механики и развитие представлений об атоме / В. П. Милантьев. – Москва : Либроком, 2009. – 248 с.
9. Львовский А. И. Отличная квантовая механика. В 2 ч. Ч. 1 : учебное пособие / А. И. Львовский. – Москва : Альпина нон-фикшн, 2019. – 424 с.
10. Львовский А. И. Отличная квантовая механика. В 2 ч. Ч. 2 : учебное пособие и решения / А. И. Львовский. – Москва : Альпина нон-фикшн, 2019. – 304 с.
11. Лукреций Кар Т. О природе вещей / Тит Лукреций Кар // Античная литература. Рим : антология / Сост. Н. А. Фёдоров, В. И. Мирошенко. – 2-е изд., испр. – Москва : Высшая школа, 1988. – 720 с.
12. Ельяшевич М. А. Атомная физика / М. А. Ельяшевич // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 1 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1988. – С. 152–153.
13. Кудрявцев П. С. История физики. В 3 т. Т. 1. От Древности до Менделеева / П. С. Кудрявцев. – Москва : Государственное учебно-методическое издательство Министерства просвещения РСФСР, 1956. – 560 с.
14. Эйнштейн А. О движении взвешенных в покоящейся жидкости частиц, требуемом молекулярно-кинетической теорией теплоты / А. Эйнштейн // А. Эйнштейн. Собрание научных трудов. В 4 т. Т. 3. Работы по кинетической теории, теории излучения и основам квантовой механики. 1901–1955. – Москва : Наука, 1966. – С. 108.

¹ Оригинальное издание датируется 1953 г.

15. Perrin J. Mouvement brownien et molecules // *Annales de chimie et de physique*. – 1909. – Ser. 18. – P. 1–114.
16. Физика XIX–XX вв. в общенаучном и социокультурном контекстах : Физика XIX в. / [В. П. Визгин, О. В. Кузнецова, О. А. Лежнева и др. ; отв. ред. В. П. Визгин, Л. С. Полак] ; Рос. АН, Ин-т истории естествознания и техники им. С. И. Вавилова. – Москва : Наука, 1995. – 280 с.
17. Тригг Д. Решающие эксперименты в современной физике / Дж. Тригг. – Москва : Мир, 1974. – 150 с.
18. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. В 9 т. Т. 1. Современная наука о природе. Законы механики / Р. Фейнман, Ф. Лейтон, М. Сэндс. – Москва : Мир, 1965. – 267 с.
19. Perrin J. Les hypothèses moléculaires // *Revue Scientifique*. – 1901. – Ser. 4. – V. 15. – P. 449–461.
20. Thomson J. J. On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure // *Philosophical Magazine*. – 1904. – Ser. 6. – Vol. 7, nr 39. – P. 237–265.
21. Nagaoka H. On a dynamical system illustrating the line and the band spectrum and the phenomena of radioactivity // *Nature*. – 1904. – Vol. 69. – P. 392–393.
22. Шехтер В. М. Атом и квантовая механика / В. М. Шехтер, А. М. Ансельм. – Москва : Знание, 1984. – 64 с.
23. Geiger H. On the scattering of the α -particles by matter / H. Geiger, J. H. Fellow // *Proceedings of the Royal Society of London*. – Ser. A. – 1908. – Vol. 81. – P. 174–177.
24. Geiger H. On a diffuse reflection of the α -particles / H. Geiger, E. Marsden // *Proceedings of the Royal Society of London*. – Ser. A. – 1909. – Vol. 82, nr 557. – P. 496.
25. Ишханов Б. С. История атомного ядра / Б. С. Ишханов. – Москва : Университетская книга, 2011. – 314 с.
26. Geiger H. The laws of deflexion of a particles throuth large angles / H. Geiger, E. Marsden // *Philosophical magazine*. – 1913. – Vol. 25. – P. 607.
27. Милантьев В. П. Сто лет квантам света // *Успехи физических наук*. – 2005. – Т. 175, № 11. – С. 1233–1242.
28. Ельяшевич М. А. Абсолютно черное тело / М. А. Ельяшевич // *Физическая энциклопедия*. В 5 т. Т. 1 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1988. – С. 10–11.
29. Kirchhoff G. R. Über das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Lich / G. R. Kirchhoff // *Annalen der physic*. – 1860. – Vol. 109. – S. 275–301.

30. Lummer O. Über die strahlung des schwarzen körpers für lange wellen / O. Lummer, E. Pringsheim // Verhandlungen der deutsche physikalische gesellschaft. – 1900. – Vol. 2. – P. 163–180.

31. Планк М. Об одном улучшении закона Вина / М. Планк // Избранные труды. Термодинамика. Теория излучения и квантовая теория. Теория относительности. Статьи и речи. – Москва : Наука, 1975. – С. 249–250.

32. Наука. Величайшие теории. Вып. 11. Революция в микромире. Макс Планк. Квантовая теория : пер. с исп. – Москва : Де Агостини, 2015. – 168 с.

33. Эйнштейн А. Макс Планк как исследователь / А. Эйнштейн // Альберт Эйнштейн. Собрание научных трудов. В 4 т. Т. 4. Статьи, рецензии, письма. Эволюция физики. – Москва : Наука, 1967. – 599 с.

34. Эйнштейн А. Речь на юбилее профессора Планка / А. Эйнштейн // Альберт Эйнштейн. Собрание научных трудов. В 4 т. Т. 4. Статьи, рецензии, письма. Эволюция физики. – Москва : Наука, 1967. – 599 с.

35. Храмов Ю. А. Физики : биографический справочник / Ю. А. Храмов. – 2-е изд., испр. и доп. – Москва : Наука, 1983. – 401 с.

36. Столетов А. Г. Актино-электрические исследования // А. Г. Столетов. Собрание сочинений. В 2 т. Т. 1. Оригинальные исследования. Научно-критические статьи. Письма и заметки. – Москва – Ленинград : Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1939. – С. 217–266.

37. Einstein A. Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtetes betreffenden heuristischen gesichtspunkt / A. Einstein // Annalen der Physik. – 1905. – V. 17, № 6. – P. 132–148.

38. Эйнштейн А. Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света / А. Эйнштейн // Альберт Эйнштейн. Собрание научных трудов. В 4 т. Т. 3. Работы по кинетической теории, теории излучения и основам квантовой механики. – Москва : Наука, 1966. – С. 92–108.

39. Millikan R. A. A direct photoelectric determination of Planck's «h» / R. A. Millikan // The Physical Review. – 1916. – Vol. 7, nr 3. – P. 355–388.

40. Клышко Д. Н. Квантовая оптика: квантовые, классические и метафизические аспекты / Д. Н. Клышко // Успехи физических наук. – 1994. – Т. 164, № 11. – С. 1187–1214.

41. New experimental limit on the photon rest mass with a rotating torsion balance / Jun Luo, Liang-Cheng Tu, Zhong-Kun Hu, En-Jie Luan // Physical Review Letters. – 2003. – Vol. 90, nr 8. – P. 081801-1 – 081801-4.

42. Compton A. H. The spectrum of scattered X-rays / A. H. Compton // The Physical Review. – 1923. – Vol. 22, nr 5. – P. 409–413.

43. Бор Н. О строении атомов и молекул / Н. Бор // Нильс Бор. Избранные научные труды. В 2 т. Т. 1. Статьи 1909–1925 / под ред. И. Е. Тамма, В. А. Фока, Б. Г. Кузнецова. – Москва : Наука, 1970. – С. 84–149.
44. Бор Н. Строение атомов в связи с физическими и химическими свойствами элементов / Н. Бор // Н. Бор. Избранные научные труды. В 2 т. Т. 1. Статьи 1909–1925. – Москва : Наука, 1970. – С. 319–320.
45. Ельяшевич М. А. Атом / М. А. Ельяшевич // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 1 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1988. – С. 147.
46. Эйнштейн А. Автобиографические заметки / А. Эйнштейн // Альберт Эйнштейн. Собрание научных трудов. В 4 т. Т. 4. Статьи, рецензии, письма. Эволюция физики / под ред. И. Е. Тамма, Я. А. Смородинского, Б. Г. Кузнецова. – Москва : Наука, 1967. – С. 275.
47. Franck J., Hertz G. Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben / J. Franck, G. Hertz // Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. – 1914. – Nr. 16. – S. 457–467.
48. Колпаков А. В. Франка – Герца опыт / А. В. Колпаков // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 5 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Большая Российская энциклопедия, 1998. – С. 372.
49. Broglie Louis de. Ondes and quanta / Louis de Broglie // Comptes rendus de l'Académie des sciences. – 1923. – Vol. 177. – P. 507–510.
50. Бройль Л. де. Волны и кванты / Луи де Бройль // Луи де Бройль. Избранные научные труды. В 2 т. Т. 1. Становление квантовой физики. Работы 1921–1934 годов. – Москва : Логос, 2010. – 556 с.
51. Broglie L. de. Quanta de lumière, diffraction et interferences / Louis de Broglie // Comptes rendus de l'Académie des sciences. – 1923. – Vol. 177. – P. 548–549.
52. Бройль Л. де. Кванты света. Дифракция и интерференция / Луи де Бройль // Луи де Бройль. Избранные научные труды. В 2 т. Т. 1. Становление квантовой физики. Работы 1921–1934 годов. – Москва : Логос, 2010. – 556 с.
53. Broglie L. de. Recherches sur la theorie des quanta : PhD thesis / Louis de Broglie. – Paris : University Paris Sorbonne, 1924.
54. Broglie L. de. Recherches sur la theorie des quanta / Louis de Broglie // Annales de Physique. – 1925. – Vol. 10, nr 3. – P. 22–128.
55. Семилетов С. А. Дифракция электронов / С. А. Семилетов // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 1 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1988. – С. 681.
56. Davisson C. J. Diffraction of electrons by a crystal of nickel / C. J. Davisson, L. H. Germer // The Physical Review. – 1927. – Vol. 30, nr 6. – P. 705–740.

57. Thomson G. R. Experiments on the diffraction of cathode rays / G. R. Thomson // Proceedings of the Royal society of London. – 1928. – Ser. 117 A, nr 778. – P. 600–609.

58. Портис А. Физическая лаборатория / А. Портис // Берклеевский курс физики / пер. с англ под ред. А. И. Шальникова и А. О. Вайсенберга. – Москва : Наука, 1972. – 320 с.

59. Тартаковский П. С. Волновые взгляды на природу материи и опыт / П. С. Тартаковский // Успехи физических наук. – 1928. – Т. 8, вып. 3. – С. 338–360.

60. Stern O. Ein weg zur experimentellen prüfung der richtungsquantelung im magnetfeld / O. Stern // Zeitschrift für Physik. – 1921. – Vol. 7. – S. 249–253.

61. Gerlach W. Der experimentelle nachweis des magnetischen moments des silberatoms / W. Gerlach, O. Stern // Zeitschrift für Physik. – 1922. – Vol. 8. – S. 110–111.

62. Gerlach W. Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld / W. Gerlach, O. Stern // Zeitschrift für Physik. – 1922. – Vol. 9. – S. 349–352.

63. Gerlach W. Das magnetische moment des silberatoms / W. Gerlach, O. Stern // Zeitschrift für Physik. – 1922. – Vol. 9. – S. 353–355.

64. Чирков В. А. Штерна – Герлаха опыт / В. А. Чирков // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 5 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1988. – С. 475.

65. Гаудсмит С. Открытие спина электрона / С. Гаудсмит // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 93, вып. 1. – С. 151–158.

66. Ulenbeck G. E. Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons / G. E. Ulenbeck, S. Goudsmit // Naturwissenschaften. – 1925. – Vol. 13, Nr. 47. – S. 953–954.

67. Биберман Л. М. Дифракция одиночных поочередно летящих электронов / Л. М. Биберман, Н. Г. Сушкин, В. А. Фабрикант // Доклады Академии наук СССР. – 1949. – Т. 66, № 3. – С. 185–190.

68. Биберман Л. Дифракция одиночных поочередно летящих электронов / Л. Биберман, Н. Сушкин, В. Фабрикант // Успехи физических наук. – 1949. – Т. 38, вып. 4. – С. 570–571.

69. Фейнман Р. Ф. Фейнмановские лекции по физике. В 9 т. Т. 8. Квантовая механика (1) / Р. Ф. Фейнман, Ф. Лейтон, М. Сэндс. – Москва : Мир, 1966. – С. 11–19.

70. Jönsson C. Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten / Claus Jönsson // Zeitschrift für Physik. – 1961. – Vol. 161. – S. 454–474.

71. Frabbori S. Nanofabrication and realization of Feynman's two-slit experiment / S. Frabbori, G. C. Gazzadi, G. Pozzi // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 93. – P. 073108-1–073108-3.

72. Воробьев С. А. Возможность получения дифракционных картин тонких кристаллов на электронном пучке микротрона / С. А. Воробьев, Д. Е. Попов // *Журнал технической физики*. – 1981. – Т. 51. – С. 433–434.

73. Наблюдение квантовых состояний быстрых электронов при плоскостном каналировании / С. А. Воробьев, В. В. Каплин, Д. Е. Попов, О. Г. Костарева // *Письма в «Журнал экспериментальной и теоретической физики»*. – 1980. – Т. 31, вып. 6. – С. 359–363.

74. Esterman I. Beugung von molekularstrahlen / I. Esterman, O. Stern // *Zeitschrift für Physik*. – 1930. – Vol. 61. – S. 95–125.

75. Эстерман И. Техника молекулярных пучков / И. Эстерман // *Успехи физических наук*. – 1947. – Т. 32, вып. 1. – С. 89–129.

76. Carnal O. Young's double-slit experiment with atoms: a simple atom interferometer / O. Carnal, J. Mlynek // *Physical Review Letters*. – 1991. – Vol. 66, nr 21. – P. 2689–2694.

77. Halban H. Preuve experimentale de la diffraction des neutrons / H. Halban, P. Preiswerk // *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*. – 1936. – Vol. 203. – P. 73–75.

78. Shull C. G. Observation of Pendellösung Fringe Structure in Neutron Diffraction / C. G. Shull // *Physical Review*. – 1968. – V. 179. – P. 419.

79. Single- and double-slit diffraction of neutrons / A. Zeilinger, R. Gähler, C. Shull [et al.] // *Reviews of Modern Physics*. – 1988. – Vol. 60, nr 4. – P. 1067–1073.

80. Matter-wave interferometer for large molecules / B. Brezger, L. Hackermüller, S. Uttenthaler, J. Petschinka, M. Arndt, A. Zeilinger // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88, nr 10. – P. 100404-1–100404-4.

81. Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation / L. Hackermüller, K. Hornberger, B. Brezger, A. Zeilinger, M. Arndt // *Nature*. – 2004. – Vol. 427. – P. 711–714.

82. Wave Nature of biomolecules and fluorofullerenes / L. Hackermüller, S. Uttenthaler, K. Hornberger, E. Reiger, B. Brezger, A. Zeilinger, M. Arndt // *Physical Review Letters*. – 2003. – Vol. 91, nr 9. – P. 090408-1–090408-4.

83. Real-time single-molecule imaging of quantum interference / T. Juffmann, A. Milic, M. Müllneritsch [et. al.] // *Nature Nanotechnology*. – 2012. – Vol. 7, nr 5. – P. 297–300.

84. Gould P. L. Diffraction of Atoms by Light: the Near-Resonant Kapitza-Dirac Effect / P. L. Gould, G. A. Ruff, D. E. Pritchard // *Physical Review Letters*. – 1986. – Vol. 56, nr 8. – P. 827–830.

85. Heisenberg W. Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen / W. Heisenberg // *Physikalische Zeitschrift*. – 1925. – Vol. 33. – S. 879–893.

86. Гейзенберг В. О квантотеоретической интерпретации кинематических и механических соотношений / В. Гейзенберг // Вернер Гейзенберг. Избранные труды : пер. с нем. – Москва : Эдиториал УРСС, 2001. – С. 86–98.

87. Гейзенберг В. Физические принципы квантовой теории / В. Гейзенберг. – Москва ; Ленинград : Гостехиздат, 1932. – 146 с.

88. Борн М. К квантовой механике / Борн М., Иордан П. // Вернер Гейзенберг. Избранные труды. – Москва : Эдиториал УРСС, 2001. – С. 99–127.

89. Борн М. К квантовой механике. II / М. Борн, В. Гейзенберг, П. Иордан // Вернер Гейзенберг. Избранные труды. – Москва : Эдиториал УРСС, 2001. – С. 127–175.

90. Schrödinger E. Quantisierung als eigenwertproblem. Erste mitteilung / E. Schrödinger // *Annalen der Physik*. – 1926. – Vol. 79. – S. 361–376.

91. Schrödinger E. Quantisierung als eigenwertproblem. Zweite mitteilung / E. Schrödinger // *Annalen der Physik*. – 1926. – Vol. 79. – S. 489–527.

92. Шрёдингер Э. Квантование как задача о собственных значениях. Первое сообщение / Э. Шрёдингер // Эрвин Шрёдингер. Избранные труды по квантовой механике. – Москва : Наука, 1976. – С. 9–20.

93. Шрёдингер Э. Квантование как задача о собственных значениях. Второе сообщение / Э. Шрёдингер // Эрвин Шрёдингер. Избранные труды по квантовой механике. – Москва : Наука, 1976. – С. 21–50.

94. Попов А. М. Лекции по атомной физике / А. М. Попов, О. В. Тихонова. – Москва : Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 2007. – 356 с.

95. Schrödinger E. Über das Verhältnis der Heisenberg – Born – Jordanschen Quantenmechanik zu der meinen / E. Schrödinger // *Annalen der Physik*. – 1926. – Vol. 79. – S. 734–756.

96. Шрёдингер Э. Об отношении квантовой механики Гейзенберга – Борна – Иордана к моей / Э. Шрёдингер // Эрвин Шрёдингер. Избранные труды по квантовой механике. – Москва : Наука, 1976. – С. 56–74.

97. Паули В. Общие принципы волновой механики : пер. с нем. под ред. К. В. Никольского / В. Паули – Москва ; Ленинград : ОГИЗ, 1947. – 332 с.

98. Dirac P. A. M. The principles of quantum mechanics / P. A. M. Dirac : Oxford Clarendon Press, 1930. – 322 p.

99. Картиньена Х. Ф. Геометризация квантовой механики / Х. Ф. Картиньена, Х. Клементе-Гайардо, Дж. Мармо // Теоретическая и математическая физика. – 2007. – Т. 152, № 1. – С. 20–31.

100. Дирак П. А. М. Принципы квантовой механики / П. А. М. Дирак. – Москва : Наука, 1979. – 408 с.

101. Jordan P. Über die multiplication quantenmechanischer groben / P. Jordan // Zeitschrift für Physik. – 1933. – Vol. 80. – S. 285–291.
102. Jordan P. Über verallgemeinerungsmöglichkeiten des formalismus der quantenmechanik / P. Jordan // Akademie Wiss Göttinger Nachrichten. – 1933. – S. 209–217.
103. Jordan P. On an algebraic generalization of the quantummechanics formalism / P. Jordan, J. v. Neumann, E. Wigner // Annals of Mathematics. – 1934. – Vol. 35, nr 1. – P. 29–64.
104. Neumann J. v. On an algebraic generalization of the quantummechanics formalism / J. v. Neumann // Recueil Mathématique. – 1936. – Vol. 1(43), nr 4. – P. 415–484.
105. Jordan P. Über eine klasse nichtassoziativer hyperkomplexer algebren / P. Jordan // Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische klasse. – 1932. – S. 569–575.
106. Гейзенберг В. О наглядном содержании квантотеоретической кинематики и механики / В. Гейзенберг // Успехи физических наук. – 1977. – Т. 122, Вып. 8. – С. 651–671.
107. Клейн М. Д. Первая фаза диалога Бора и Эйнштейна / М. Д. Клейн // Эйнштейновский сборник. 1974. – Москва : Наука, 1976. – С. 115–155.
108. Клейн М. Д. Эйнштейн и дуализм волны-частицы / М. Д. Клейн // Эйнштейновский сборник. 1966. – Москва : Наука, 1966. – С. 212–258.
109. Френк А. М. К переписке Эйнштейна – Бессо / А. М. Френк // Эйнштейновский сборник. 1974. – Москва : Наука, 1976. – С. 113–114.
110. Иоффе А. Ф. Встречи с физиками / А. Ф. Иоффе. – Москва : Физматгиз, 1962. – 146 с.
111. Фейгин О. Парадоксы квантового мира / О. Фейгин. – Москва : Эксмо, 2012. – 288 с. : ил. – (Тайны мироздания).
112. Переписка А. Эйнштейна и М. Борна // Эйнштейновский сборник. 1971. – Москва : Наука, 1972. – С. 7–54.
113. Нейман И. ф. Математические основы квантовой механики / Иоган фон Нейман ; пер. с нем. М. К. Поливанова, Б. М. Степанова ; под ред. акад. Н. Н. Боголюбова. – Москва : Наука, 1964. – 367 с.
114. Гриб А. А. К вопросу об интерпретации квантовой физики / А. А. Гриб // Успехи физических наук. – 2013. – Т. 183, № 12. – С. 1337–1352.
115. Everett H. Relative state formulation of quantum mechanics / H. Everett // Review of Modern Physics. – 1957. – Vol. 29, nr 3. – P. 454–462.
116. Блохинцев Д. И. Принципиальные вопросы квантовой механики / Д. И. Блохинцев ; ил. Д. И. Блохинцева. – 2-е изд., испр. – Москва : Наука, 1966. – 159 с.
117. Бом Д. Квантовая теория : пер. с англ. / Д. Бом. – 2-е изд. – Москва : Наука, 1965. – 728 с.

118. Менский М. Б. Концепция сознания в контексте квантовой механики / М. Б. Менский // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175, № 4. – С. 413–435.
119. Менский Б. М. Интуиция и квантовый подход к теории сознания / Б. М. Менский // Вопросы философии. – 2015. – № 4. – С. 48–57.
120. Пенроуз Р. Тени разума. В поисках науки о сознании / Р. Пенроуз : пер. с англ. А. Р. Логунова, Н. А. Зубченко. – Москва – Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2005. – 688 с.
121. Лаплас П. С. Изложение системы мира : пер. с франц. / П. С. Лаплас. – Ленинград : Наука, 1982. – 378 с.
122. Наука. Величайшие теории. Шрёдингер. Квантовые парадоксы. Вып. 5. На волне Вселенной : пер. с франц. – Москва : Де Агостини, 2015. – 168 с.
123. Каток А. Б. Введение в теорию динамических систем / А. Б. Каток, Б. Хасселблат : пер. с англ. под ред. А. С. Городецкого. – Москва : МЦНМО, 2005. – 464 с.
124. Ghirardi G. C. Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems / G. C. Ghirardi, A. Rimini, T. Weber // The Physical Review. – 1986. – Vol. 34. – P. 470–476.
125. Фок В. А. Замечания к статье Бора о его дискуссиях с Эйнштейном // Успехи физических наук. – 1958. – Т. 66, вып. 4. – С. 599–602.
126. Наука. Величайшие теории. Вып. 3. Существует ли мир, если на него никто не смотрит? Гейзенберг. Принцип неопределенности : пер. с исп. – Москва : Де Агостини, 2015. – 176 с.
127. Судзуки Д. Дзэн-Буддизм : пер. с англ. / Д. Судзуки, С. Кацуки. – Бишкек : Одиссей, 1993. – 672 с.
128. Хокинг С. Природа пространства и времени / С. Хокинг, Р. Пенроуз : пер. с англ. А. В. Беркова, В. Г. Лебедева. – Ижевск : Регулярная и хаотическая динамика : Удмуртский государственный университет, 2000. – 160 с.
129. Шрёдингер Э. Современное состояние квантовой механики / Э. Шрёдингер // Успехи химии. – 1936. – Т. 5, № 3. – С. 390–396.
130. Einstein A. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? / A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen // The Physical Review. – 1935. – Vol. 47, nr 10. – P. 777–780.
131. Скалли М. О. Квантовая оптика / М. О. Скалли, М. С. Зубайри : пер. с англ. под ред. В. В. Самарцева. – Москва : Физматлит, 2003. – 512 с.
132. Bell J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox / J. S. Bell // Physics. – 1964. – Vol. 1, nr 3. – P. 195–200.
133. Aspect A. Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers / A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger // The Physical Review Letters. – 1982. – Vol. 49, nr 25. – P. 1804–1807.

134. Ou Z. Violation of Bell's inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment / Z. Ou, L. Mandel // *The Physical Review Letters*. – 1988. – Vol. 61, nr 1. – P. 50–54.
135. Greenberger D. M., Horne M. A., Shimony A., Zeilinger A. Bell's theorem without inequalities // *American Journal Physics*. – 1990. – V. 58, № 12. – P. 1131–1143.
136. Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger – Horne – Zeilinger entanglement / J.-W. Pan, D. Bouwmeester, M. Daniell, H. Weinfurter, A. Zeilinger // *Letters to Nature*. – 2000. – Vol. 403. – P. 515–519.
137. Кулик С. П. Физические основы квантовой информации : лекции / С. П. Кулик : физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова. – URL: <https://teach-in.ru/file/methodical/pdf/physical-foundations-of-quantum-information-M.pdf> (дата обращения: 20.10.2021).
138. Физика квантовой информации : пер. с англ. / под ред. Д. Бомейстера, А. Экерта, А. Цайлингера. – Москва : Постмаркет, 2002. – 375 с.
139. Schrödinger E. Discussion of probability relations between separated systems / E. Schrödinger // *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. – 1935. – Nr. 31. – S. 555–563.
140. Клышко Д. Н. Когерентный распад фотонов в нелинейной среде // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1967. – Т. 6, № 1. – С. 490–492.
141. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика / Д. Н. Клышко. – Москва : Наука, 1980. – 256 с.
142. Mandel L. Photon interference and correlation effects produced by independent quantum sources / L. Mandel // *Physical Review*. – 1983. – Vol. 28A, nr 2. – P. 929–943.
143. Мандель Л. Оптическая когерентность и квантовая оптика : пер. с англ. под ред. В. В. Самарцева. / Л. Мандель, Э. Вольф. – Москва : Наука : Физматлит, 2000. – 896 с.
144. Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation / L. Hackermüller, K. Hornberger, B. Brezger, A. Zeilinger, M. Arndt // *Nature*. – 2004. – Vol. 427. – S. 711–714.
145. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein – Podolsky – Rosen channels / C. H. Bennet, G. Brassard, C. Crepeau [et al.] // *The Physical Review Letters*. – 1993. – Vol. 70, nr 13. – P. 1895–1899.
146. Experimental quantum teleportation / D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger // *Nature*. – 1997. – Vol. 390. – P. 575–579.
147. Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein – Podolsky – Rosen channels / D. Boschi, S. Branca, F. de Martini, L. Hardy, S. Popescu // *The Physical Review Letters*. – 1998. – Vol. 80, nr 6. – P. 1121–1125.

148. Kim Y.-H. Quantum teleportation of a polarization state with a complete Bell state measurement / Y.-H. Kim, S. P. Kulik, Y. Shih // *Physical review letters*. – 2001. – Vol. 86, nr 7. – P. 1370–1373.
149. Quantum teleportation across the Danube / R. Ursin, T. Jennewein, M. Aspelmeyer, R. Kaltenbaek, M. Lindenthal, Ph. Walther, A. Zeilinger // *Nature*. – 2004. – Vol. 430. – P. 849.
150. Experimental free-space quantum teleportation / Xian-Min Jin, Ji-Gang Ren, Bin Yang [et. al.] // *Nature Photonics*. – 2010. – Vol. 4. – P. 376–381.
151. Quantum teleportation and entanglement distribution over 100-kilometre free-space channels / Juan Yin, Ji-Gang Ren, He Lu [et al.] // *Nature*. – 2012. – Vol. 488. – P. 185–188.
152. Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward / Xiao-Song Ma, T. Herbst, T. Scheidl [et al.] // *Nature*. – 2012. – Vol. 489. – P. 269–273.
153. Quantum teleportation over 100-km of fiber using highly efficient superconducting nanowire single-photon detectors / Hiroki Takesue, Shelled D. Dyer, M. J. Stevens, V. Verma, R. P. Mirin, Sae Woo Nam // *Optica*. – 2015. – Vol. 2, nr 10. – P. 832–835.
154. Satellite-based entanglement distribution over 1 200 kilometers / Yin Juan, Cao Juan, Li Yu-Huai [et al.] // *Science*. – 2017. – Vol. 356, nr 6343. – P. 1140–1157.
155. Teleportation systems toward a Quantum Internet / R. Valivarthi, S. I. Davis, C. Pena [et al.] // *PRX QUANTUM : Physical Review journal*. – 2020. – Vol. 1. – P. 020317-1–020317-16.
156. Lvovsky A. I. Quantum-optical catalysis: generating nonclassical states of light by means of linear optics / A. I. Lvovsky, J. Mlynek // *The Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88, nr 25. – P. 250401-1–250401-4.
157. Undoing the effect of loss on quantum entanglement / A. E. Ulanov, I. A. Fedorov, A. A. Pushkina, Y. V. Kurochkin, T. C. Ralph, A. I. Lvovsky // *Nature Photonics*. – 2015. – Vol. 9. – P. 764–768.
158. Vernam G. S. Cipher printing telegraph systems for secret wire and radio telegraphic communications / G. S. Vernam // *Journal of the American Institute of electrical engineers*. – 1926. – Vol. 45. – P. 109–115.
159. Shannon C. E. Communication theory of secrecy systems / C. E. Shannon // *The Bell system : technical journal*. – 1949. – Vol. 28, nr 4 – P. 656–715.
160. Diffie W. New direction in creptography / W. Diffie, M. Hellman // *IEEE transactions on information theory*. – 1976. – Vol. IT-22, nr 6. – P. 644–654.
161. Rivest R. A method for obtaining digital signatures and pubic-key cryptosystems / R. Rivest, A. Shamir, L. Adleman // *Communications of the ACM*. – 1978. – Vol. 21, nr 2. – P. 120–126.
162. Wootters W. K. A single quant cannot be cloned / W. K. Wootters, W. H. Zurek // *Nature*. – 1982. – Vol. 299, nr 5886. – P. 802–803.

163. Dieks D. Communication by EPR devices / D. Dieks // *Physics letters*. – 1982. – Vol. 92A, nr 6. – P. 271–272.
164. Wiesner S. Conjugate coding / S. Wiesner // *ACM SIGACT (Special Interest Group on Algorithms & Computation Theory) news*. – 1983. – Vol. 15, nr 1. – P. 78–88.
165. Bennett C. H. Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing / C. H. Bennett, G. Brassard // *Proceedings of International Conference on computers, systems and signal processing*. – 1984. – Bangalore, India. – IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers). – P. 175–179.
166. Bennett C. H. Experimental quantum cryptography: the dawn of a new era for quantum cryptography: the experimental prototype is working / C. H. Bennett, G. Brassard // *ACM SIGACT News*. – 1989 – Vol. 20, nr 4. – P. 78–80.
167. Ekert A. Quantum cryptography based on the Bell's theorem / A. Ekert // *Physical review letters*. – 1991. – Vol. 67, nr 6. – P. 661–663.
168. Bennett C. H. Quantum cryptography using any two nonorthogonal states / C. H. Bennett // *Physical review letters*. – 1992 – Vol. 68, nr 21. – P. 3121–3124.
169. Bennett C. H. Communication via one- and two-particle operators on Einstein – Podolsky – Rosen / C. H. Bennett, S. J. Wiesner // *Physical Review Letters*. – 1992. – V. 69, nr 20. – P. 2881–2884.
170. Proposed experiment to test local hidden-variable theories / J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt // *Physical Review Letters*. – 1969 – Vol. 23, nr 15. – P. 880–884.
171. Холево А. С. Границы количества информации, передаваемой по квантовому каналу связи / А. С. Холево // *Проблемы передачи информации*. – 1973. – Т. 9, вып. 3. – С. 177–183.
172. Нильсен М. Квантовые вычисления и квантовая информация : пер. с англ. / М. Нильсен, И. Чанг. – Москва : Мир, 2006. – 824 с.
173. Feynman R. Simulating physics with computers / R. Feynman // *International Journal of Theoretical Physics*. – 1982. – Vol. 21, nr 6/7. – P. 467–488.
174. Landauer R. Irreversibility and Heat Generation in the Computing Process / R. Landauer // *IBM Journal of Research and Development*. – 1961. – Vol. 5, nr 3. – P. 183–191.
175. Манин Ю. И. Вычислимое и невычислимое / Ю. И. Манин. – Москва : Советское радио, 1980. – 128 с.
176. Benioff P. Quantum mechanical Hamiltonian models of Turing machines / P. Benioff // *Journal of Statistical Physics*. – 1982. – Vol. 29, nr 3. – P. 515–546.
177. Deutsch D. Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer / D. Deutsch // *Proceedings of the Royal Society*. – 1985 – Vol. A400, № 1818. – P. 97–117.
178. Deutsch D. Quantum computational networks / D. Deutsch // *Proceedings of the Royal Society*. – 1989 – Vol. A 425, № 1868. – P. 73–90.

179. Deutsch D. Rapid solution of problems by quantum computation / D. Deutsch, R. Jozsa // *Proceedings of the Royal Society*. – 1992. – Vol. A 439, nr 1907. – P. 553–558.
180. Feynman R. Quantum mechanical computers / R. Feynman // *Foundation of Physics*. – 1986. – Vol. 16, nr 6. – P. 507–531.
181. Schumacher B. Quantum coding / B. Schumacher // *Physical Review*. A. – 1995. – Vol. 51, nr 4. – P. 2738–2747.
182. Звездин А. К. Магнитные молекулы и квантовая механика / А. К. Звездин // *Природа*. – 2000. – № 12. – С. 11–19.
183. Simon D. On the power quantum computation / D. Simon // *Proceeding of 35 th Annual Symposium on the foundations of computer science*. – Los Alamitos : IEEE Computer Society Press, 1994. – P. 116–123.
184. Simon D. On the power quantum computation / D. Simon // *SIAM Journal on Computing*. – 1997. – Vol. 26, nr 5. – P. 1474–1483.
185. Shor P. W. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring / P. W. Shor // *Proceedings 35-th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*. – Santa Fe : IEEE Computer Society Press, 1994. – P. 124–134.
186. Shor P. W. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer / P. W. Shor // *SIAM Journal on Computing*. – 1997. – Vol. 26, nr 5. – P. 1484–1509.
187. Grover L. K. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack / L. K. Grover // *Physical Review Letters*. – 1997. – Vol.79, nr 2. – P. 325–328.
188. Strengths and weaknesses of quantum computing / C. H. Bennet, E. Bernstein, G. Brassard, U. Vazirani // *Journal on computing*. – 1997. – Vol. 26, nr 5. – P. 1510–1523.
189. Hogg T. Quantum computing and phase transitions in combinatorial search / T. Hogg // *Journal of artificial intelligence research*. – 1996. – Vol. 4. – P. 91–128.
190. Hogg T. Highly structured searches with quantum computers / T. Hogg // *Physical Review Letters*. – 1998. – Vol. 80, nr 11. – P. 2473–2476.
191. Shor P. Scheme for reducing decoherence in quantum memory / P. Shor // *Physical Review*. – 1995. – Vol. A 52, nr 4. – P. R2493–R2496.
192. Stean A. M. Error correction codes in quantum theory / A. M. Stean // *Physical Review Letters*. – 1996. – Vol. 77, nr 5. – P. 793–797.
193. Ozhigov Yu. Quantum computers speed up classical with probability zero / Yu. Ozhigov // *Chaos, solitons, fractals*. – 1999. – Vol. 10, nr 10. – P. 1707–1714.
194. Ozhigov Yu. Lower bounds of quantum search for extreme point / Yu. Ozhigov // *Proceeding of the Royal Society*. – 1999. – Vol. A 455, nr 1986. – P. 2165–2172.

195. Birkhoff G. The logic of quantum mechanics / G. Birkhoff, J. v. Neumann // *The Annals of mathematics.* – 2nd ser. – 1936. – Vol. 37, nr 4. – P. 823–843.
196. Валиев К. А. Квантовые компьютеры и квантовые вычисления / К. А. Валиев // *Успехи физических наук.* – 2005. – Т. 175, № 1. – С. 3–39.
197. Bulk quantum computing with nuclear magnetic resonance: theory and experiment / I. L. Chuang, N. Gershenfeld, M. G. Kubinec, D. W. Leung // *Proceeding Royal Society.* – 1998. – Vol. 454, nr 1969. – P. 447–467.
198. Chuang I. L. Experimental implementation of fast quantum searching / I. L. Chuang, N. Gershenfeld, M. G. Kubinec // *Physical Review Letters.* – 1998. – Vol. 80, nr 15. – P. 3408–3411.
199. Experimental realization of a quantum algorithm // I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou [et al.] // *Nature.* – 1998. – Vol. 393. – P. 143–146.
200. Cirac J. I. Quantum computations with cold trapped ions / J. I. Cirac, P. Zoller // *Physical Review Letters.* – 1995. – Vol. 74, nr 20. – P. 4091–4094.
201. Averin D. V. Adiabatic quantum computation with Cooper pairs / D. V. Averin // *Solid State Communications.* – 1998. – Vol. 105, nr 10. – P. 659–664.
202. Nakamura Y. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box / Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, J. S. Tsai // *Nature.* – 1999. – Vol. 398. – P. 786–788.
203. Loss D. Quantum computation with quantum dots / D. Loss, D. P. DiVincenzo // *Physical Review. A.* – 1998. – Vol. 57, nr 1. – P. 120–126.
204. Makhlin Yu. Quantum-state engineering with Josephson-junction devices / Yu. Makhlin, A. Shnirman // *Review Modern Physics.* – 2001. – Vol. 73, nr 2. – P. 357–400.
205. Greenberger D. M., Horne M. A., Zeilinger A. Going beyond Bell's theorem // *Bell's Theorem, Quantum Theory and Conceptions of the Universe.* – Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands. – 1989. – P. 69–72.
206. Greenberger D. M. Bell's theorem without inequalities / D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Zeilinger // *American Journal Physics.* – 1990. – Vol. 58, nr 12. – P. 1131–1143.
207. Observation of three-photon Greenberger – Horne – Zeilinger entanglement / D. Bouwmeester, J.-W. Pan, M. Daniell, H. Weinfurter, A. Zeilinger // *Physical Review Letters.* – 1999. – Vol. 82, nr 7. – P. 1345–1349.
208. Creation of a six-atom “Schrodinger cat” state / D. Leibfried, E. Knill, S. Seidelin [et al.] // *Nature.* – 2005. – Vol. 438, nr 7068. – P. 639–642.
209. Scalable multiparticle entanglement of trapped ions / H. Häffner, W. Haensel, C. F. Roos [et al.] // *Nature.* – 2005. – Vol. 438 – P. 643–646.
210. Pixel entanglement: experimental realization of optically entangled $d = 3$ and $d = 6$ qudits / M. N. O'Sullivan-Hale, I. Ali Khan, R. W. Boyd, J. C. Howell // *Physics Review Letters* – 2005. – Vol. 94, nr 22. – P. 220501-1–220501-4.

211. Первый в России прототип квантового компьютера заработал в НИТУ «МИСиС» // Habr.com: сообщество IT-специалистов : сайт. – URL: <https://habr.com/ru/company/misis/blog/470445/> (дата обращения: 25.03.2022).
212. Quantum computational advantage using photons / H. Zhong, H. Wang, J.-W. Pan [et al.] // Science. – 2020. – Vol. 370, nr 6523. – P. 1460–1463.
213. Росатом создаст квантовый компьютер за 24 млрд рублей // Habr.com: сообщество IT-специалистов : сайт. – URL: <https://habr.com/ru/news/t/474836/> (дата обращения: 25.03.2022).
214. В России разработали пятикубитовый прототип квантового компьютера // Habr.com: сообщество IT-специалистов : сайт. – URL: <https://habr.com/ru/news/t/550938/> (дата обращения: 25.03.2022).
215. TADVISER. Государство. Бизнес. Технологии : сайт. – URL: <https://www.tadviser.ru/index.php> (дата обращения: 15.11. 2021).
216. Experimental demonstration of quantum memory for light / B. Julsgaard, J. F. Sherson, J. I. Cirac [et al.] // Nature. – 2004. – Vol. 432. – P. 482–486.
217. Observation of the critical regime near Anderson localization of light / M. Störzner, P. Gross, C. M. Aegerter, G. Maret // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 96, nr 6. – P. 063904-1–063904-4.
218. Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom / J. Volz, M. Weber, D. Schlenk [et al.] // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 96, nr 3. – P. 030404-1–030404-4.
219. Entanglement of remote atomic qubits / D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins [et. all.] // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 96, nr 3. – P. 030405-1–030405-4.
220. A semiconductor source of triggered entangled photon pairs / R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson [et al.] // Nature. – 2006. – Vol. 439. – P. 179–182.
221. News releases. Breakthrough in development of quantum computers. A Hitachi-Cambridge team develops a new silicon qubit. – URL: <http://www.hitachi.com/New/cnews/050819.html> (дата обращения: – 25.03.2022).
222. Stick D. Ion trap in a semiconductor chip / D. Stick, W. K. Hensinger, S. Olmschenk // Nature Physics. – 2006. – Vol. 2, nr 1. – P. 36–39.
223. Popescu A. E. All-electrical quantum computation with mobile spin qubits / A. E. Popescu, R. Ionicioiu // Physical Review. B. – 2004. – Vol. 69, nr 24. – P. 245422-1–245422-11.
224. Quantum computation in a one-dimensional crystal lattice with NMR force microscopy / D. Ladd, J. R. Goldman, A. Dana [et al.]. – 2001. – 5 p. – URL: <https://arxiv.org/abs/quant-ph/0009122v4> (дата обращения: 06.05. 2022).
225. Fel'dman E. B. Perspectives on a solid state NMR quantum computer / E. B. Fel'dman, S. Lacelle. – 2001. – 10 p. – URL: <https://arxiv.org/ftp/quant-ph/papers/0108/0108106.pdf>. (дата обращения: 06.05. 2022).
226. Холево А. С. Введение в квантовую теорию информации / А. С. Холево. – Москва : МЦНМО, 2002. – 128 с. – URL: <https://bookree.org/reader?file=569221&pg=0> (дата обращения: 25.03.2022).

227. Валиев К. А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность / К. А. Валиев, А. А. Кокин. – Ижевск : РХД, 2001. – 352 с. – URL: <https://booksee.org/book/437947> (дата обращения: 25.03.2022).
228. Quantum technology in Russia / A. K. Fedorov, A. V. Akimov, J. D. Biamonte [et al.] // Quantum science and technology. – 2019. – Vol. 4, nr 4. – P. 040501-1–040501-9.
229. Центр квантовых технологий МГУ – URL: <https://quantum.msu.ru/ru/press/news/2021-12/university-quantum-network> (дата обращения: 14.06.2022).
230. Dynamics of a spin qubit in an optical dipole trap / L. V. Gerasimov, R. R. Yusupov, I. B. Bobrov [et al.] // Physical Review A. – 2021. – Vol. 103. – P. 062426–062439.
231. Idealized Einstein – Podolsky – Rosen states from non-phase-matched parametric down-conversion / C. Okoth, E. Kovlakov, F. Bönsel [et al.] // Physical Review. A. – 2020. – Vol. 101. – P. 011801–011806.
232. Improved heralded schemes to generate entangled states from single photons / F. V. Gubarev, I. V. Dyakonov, M. Yu. Saygin [et al.] // Physical Review. A. Atomic, molecular and optical physics. – 2020. – Vol. 102. – P. 012604–012612.
233. Практическая квантовая криптография / К. А. Балыгин, В. И. Зайцев, А. Н. Климов, А. И. Климов, С. П. Кулик, С. Н. Молотков // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2017. – Т. 105, № 9. – С. 570–576.
234. Российский квантовый центр. – URL: <https://rqc.ru/people> (дата обращения: 01.04.2022).
235. Entangled resource for interfacing single- and dual-rail optical qubits / D. Drahí, Demid V. Sychev, K. Khurram [et al.] // Quantum – the open journal for quantum science. – 2021. – Vol. 5. – P. 416–425.
236. Engineering Schrodinger cat states with a photonic even parity detector / G. S. Thekkadath, B. A. Bell, I. A. Walmsley, A. I. Lvovsky // Quantum – the open journal for quantum science. – 2020. – Vol. 4. – P. 239–247.
237. Enlargement of optical Schrödinger's cat states / D. Sychev, A. E. Ulanov, A. A. Pushkina [et al.] // Nature photonics. – 2017. – Vol. 11, nr 6. – S. 379–382.
238. Synthesis of the Einstein – Podolsky – Rosen entanglement in a sequence of two single-mode squeezers / I. Fedorov, A. Ulanov, Y. Kurochkin, A. Lvovsky // Optics Letters. – 2017. – Vol. 42, nr 1. – P. 132–134.
239. Лаборатории и научные центры МФТИ / Московский физико-технический институт. – URL: <https://mipt.ru/science/labs/> (дата обращения: 06.05.2022).
240. Казанский квантовый центр (КАИ-КВАНТ) / Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева. – URL: <https://kai.ru/quantumcenter> (дата обращения: 06.05.2022).

241. Центр компетенций НТИ «Квантовые коммуникации» / НИТУ «МИСиС». – URL: <https://misis.ru/university/struktura-universiteta/centre/90/> (дата обращения: 06.05.2022).

242. Национальный центр квантового интернета ИТМО. – URL: <http://ncqi.itmo.ru/> (дата обращения: 06.05.2022).

243. Лаборатория физики квантовых компьютеров / ФТИ им. К. А. Валиева РАН. – URL: <http://ftian.ru/institut/laboratorii/laboratorija-fiziki-kvantovyh-kompyuterov/> (дата обращения: 06.05.2022).

244. Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН. – URL: http://kfti.knc.ru/scientific-ctivity/themes/quantum_informatics/ (дата обращения: 06.05.2022).

245. Научно-техническое предприятие «Криптософт». – URL: <https://cryptosoft.ru/> (дата обращения: 06.05.2022).

246. ООО «Кванттелеком». – URL: <https://systempb.ru/company/partners/ooo-kvanttelekom/> (дата обращения: 06.05.2022).

247. В России создана Национальная квантовая лаборатория // РОСАТОМ. – URL: https://www.rosatom.ru/journalist/news/v-rossii-sozdana-natsionalnaya-kvantovaya-laboratoriya/?sphrase_id=2953537 (дата обращения: 06.05.2022).

248. Вайнберг С. Квантовая теория поля / С. Вайнберг ; под ред. В. Ч. Жуковского ; пер. с англ. Я. А. Уржумова [и др.]. – Москва : Физматлит, 2003. – 648 с.

249. Дирак П. А. М. Квантовая теория испускания и поглощения излучения / П. А. М. Дирак // Эйнштейновский сборник (1984–1985). – Москва : Наука, 1988. – С. 215–245.

250. Фок В. А. Конфигурационное пространство и вторичное квантование / В. А. Фок // Работы по квантовой теории поля. – Ленинград : Изд-во Ленинградского университета, 1957. – С. 25–52.

251. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел / А. Эйнштейн // Альберт Эйнштейн. Собрание научных трудов. В 4 т. Т. 1. Работы по теории относительности (1905–1920). – Москва : Наука, 1965. – С. 7–35.

252. Дирак П. А. М. Теория электронов и протонов / П. А. М. Дирак // Дирак П. А. М. Собрание научных трудов. В 2 т. Т. 2. Квантовая теория ; под общ. ред. А. Д. Суханова ; ред.-сост. А. Д. Суханов. – Москва : Физматлит, 2003. – С. 327–340.

253. Мехра Д. Золотой век теоретической физики : научная деятельность П. А. М. Дирака с 1924 по 1933 год / Д. Мехра // Успехи физических наук. – 1987. – Т. 153, вып. 1. – С. 155.

254. Дирак П. А. М. Релятивистское волновое уравнение электрона / П. А. М. Дирак // Успехи физических наук. – 1979. – Т. 129, вып. 4. – С. 682–689.

255. Ишханов Б. С. Антиматерия : учебное пособие для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению 011200 «Физика» и по специальности 010701 «Физика» / Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин ; Московский гос. ун-т им. М. В. Ломоносова, науч.-исслед. институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына. – Москва : Университетская книга, 2012. – 352 с.
256. Гальцев Д. В. Дирака уравнение / Д. В. Гальцев // Физика микромира. Маленькая энциклопедия / гл. ред. член-корр. АН СССР Д. В. Ширков. – Москва : Советская энциклопедия, 1980. – 528 с. – С. 155–156.
257. Паули В. Труды по квантовой теории. Квантовая теория. Общие принципы волновой механики : статьи 1920–1928 / В. Паули ; АН СССР ; пер. под ред. Я. А. Смородинского. – Москва : Наука, 1975. – 687 с.
258. Фейнман Р. Квантовая электродинамика / Р. Фейнман ; перевод с англ. А. А. Рухадзе ; под ред. В. П. Силина. – Москва : Мир, 1964. 219 с.
259. Вайскопф В. Ф. Как мы выросли вместе с теорией поля / В. Ф. Вайскопф // Успехи физических наук. – 1982. – Т. 138, вып. 3. – С. 455–475.
260. Weisspof V. Berechnung der natürlichen linienbreite auf grund der Diracschen lichttheorie / V. Weisspof, E. Wigner // Zeitschrift für Physik. – 1930. – Vol. 63, Nr. 1–2. – S. 54–73.
261. Klein O. Über die streuung von strahlen durch freie electron nach der neuen relativistischen quantendynamic von Dirac / O. Klein, Y. Nishina // Zeitschrift für Physik. – 1929. – Vol. 52. – S. 853–868.
262. Tamm I. Über die quantentheorie der molekularen lichtzerstreuung in festen köpern / I. Tamm // Zeitschrift für Physik. – 1930. – Vol. 60. – P. 345–363.
263. Müller C. Zur theorie des durchgangs schneller elektronen durch materie / C. Müller // Annalen der Physik. – 1932. – Vol. 406, Nr. 5. – S. 531–585.
264. Heitler W. Stopping of fast particles with emission of radiation and the birth of positive electrons / W. Heitler, F. Sauter // Nature. – 1933. – Vol. 132. – P. 892.
265. Bethe H. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons / H. Bethe, W. Heitler // Proceeding of the Royal Society A. – 1934. – Vol. 146. – P. 83–112.
266. Ферми Э. Квантовая теория излучения / Э. Ферми // Энрико Ферми. Научные труды. В 2 т. Т. 1. 1923–1938. Италия / под общ. ред. Бруно Понтекорво. – Москва : Наука, 1971. – С. 375–428.
267. Weyl H. Gravitation and the electron / H. Weyl // Proceeding of the National Academy of sciences of the United States of America. – 1929. – Vol. 15. – P. 323–334.
268. Oppenheimer J. R. The theory of electrons and protons / J. R. Oppenheimer // Physical Review. – 1930. – Vol. 35, nr 5. – P. 562–563.
269. Дирак П. А. М. Теория электронов и протонов / П. А. М. Дирак // Дирак П. А. М. Собрание научных трудов. В 2 т. Т. 2. Квантовая теория ;

под общ. ред. А. Д. Суханова ; ред.-сост. А. Д. Суханов. – Москва : Физматлит, 2003. – С. 364–369.

270. Dirac P. A. M. Quantised singularities in the electromagnetic field / P. A. M. Dirac // *Proceeding of the Royal Society. A.* – 1931. – Vol. 133, nr 821. – P. 60–72.

271. Anderson C. D. The apparent existence of easily deflectable positives / C. D. Anderson // *Science.* – 1932. – Vol. 76. – P. 238–239.

272. Anderson C. D. The positive electron / C. D. Anderson // *Physical Review.* – 1933. – Vol. 43. – P. 491–494.

273. Nishina Y. On the photo-electric creation of positive and negative electrons / Y. Nishina, S. Tomonaga, S. Sakata // *Scientific papers / Institute of physical and chemical research (Japan).* – 1934. – Vol. 24. – P. 17.

274. Jordan P. Zum mehrkörperproblem der quantentheorie / P. Jordan, O. Klein // *Zeitschrift für Physik A.* – 1927. – Vol. 45. – S. 751–765.

275. Jordan P. Über das paulische Äquivalenzverbot / P. Jordan, E. Wigner // *Zeitschrift für Physik A.* – 1928. – Vol. 47. – S. 631–651.

276. Томонага С. Релятивистски инвариантная формулировка квантовой теории волновых процессов / С. Томонага // *Новейшее развитие квантовой электродинамики : сб. статей ; пер. А. М. Бродского / под ред. Д. Д. Иваненко.* – Москва : Издательство иностранной литературы, 1954. – С. 1–10.

277. Швингер Д. Квантовая электродинамика. 1. Ковариантная формулировка / Д. Швингер // *Новейшее развитие квантовой электродинамики : сб. статей / пер. А. М. Бродского ; под ред. Д. Д. Иваненко.* – Москва : Издательство иностранной литературы, 1954. – С. 12–39.

278. Швингер Д. Квантовая электродинамика. 2. Поляризация вакуума и собственная энергия / Д. Швингер // *Новейшее развитие квантовой электродинамики : сб. статей / пер. А. М. Бродского ; под ред. Д. Д. Иваненко.* – Москва : Издательство иностранной литературы, 1954. – С. 40–77.

279. Швингер Д. Квантовая электродинамика. 3. Электромагнитные свойства электрона. Радиационные поправки к формулам рассеяния / Д. Швингер // *Новейшее развитие квантовой электродинамики : сб. статей / пер. А. М. Бродского ; под ред. Д. Д. Иваненко.* – Москва : Издательство иностранной литературы, 1954. – С. 78–114.

280. Фейнман Р. Теория позитрона / Р. Фейнман // *Новейшее развитие квантовой электродинамики : сб. статей / пер. А. М. Бродского ; под ред. Д. Д. Иваненко.* – Москва : Издательство иностранной литературы, 1954. – С. 138–160.

281. Фейнман Р. Пространственно-временная трактовка квантовой электродинамики / Р. Фейнман // *Новейшее развитие квантовой электродинамики : сб. статей / пер. А. М. Бродского ; под ред. Д. Д. Иваненко.* – Москва : Издательство иностранной литературы, 1954. – С. 161–204.

282. Nobel Prizes & Laureates. The Nobel Prize in physics 1965. – URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1965/summary/> (дата обращения: 04.04.2022).

283. Дайсон Ф. Томонага, Швингер и Фейнман – лауреаты Нобелевской премии по физике / Ф. Дайсон // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 91, вып. 1. – С. 71–73.

284. Григорьев В. И. Квантовая теория поля / В. И. Григорьев, А. В. Ефремов // Физика микромира : маленькая энциклопедия / гл. ред. член-корр. АН СССР Д. В. Ширков. – Москва : Советская энциклопедия, 1980. – 79–107 с.

285. Медведев Б. В. Квантовая теория поля / Б. В. Медведев, Д. В. Ширков // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 2 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1990. – С. 300–308.

286. Садовский М. В. Лекции по квантовой теории поля / М. В. Садовский. – Екатеринбург : Институт электрофизики УрО РАН, 2002. – 381 с.

287. Новейшее развитие квантовой электродинамики : сб. статей / пер. А. М. Бродского ; под ред. Д. Д. Иваненко. – Москва : Издательство иностранной литературы, 1954. – 394 с.

288. Рыбаков Ю. П. Фейнмана диаграммы / Ю. П. Рыбаков // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 5 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1998. – С. 278–279.

289. Сыщенко В. В. Лекции по квантовой электродинамике : учебное пособие / В. В. Сыщенко. – Белгород : Белгородский гос. ун-т, 2006. – 106 с.

290. Ширков Д. В. Квантовая электродинамика / Д. В. Ширков // Физическая энциклопедия. В 5 т. Т. 2 / гл. ред. А. М. Прохоров. – Москва : Советская энциклопедия, 1990. – С. 317–319.

291. Bethe H. A. The electromagnetic shift of energy levels / H. A. Bethe // Physical Review. – 1947. – Vol. 72. – P. 339–344.

292. Lamb W. E. Fine structure of hydrogen atom microwave method / W. E. Lamb, R. C. Retherford // Physical Review. – 1947. – Vol. 72, nr 3. – P. 241–243.

293. Лэмб У. Е. Тонкая структура атома водорода / У. Е. Лэмб, Р. К. Резерфорд // Успехи физических наук. – 1951. – Т. 45. – С. 553–615.

294. French J. B. The electromagnetic shift of energy levels / J. B. French, V. F. Weisskopf // Physical Review. – 1949. – Vol. 75. – 1240–1248.

295. Nafe J. The hyperfine structure of atom hydrogen and deuterium / J. Nafe, E. B. Nelson, I. I. Rabi // Physical Review. – 1947. – Vol. 71. – P. 914–915.

296. Kusch P. Precision measurement of the ratio of the atomic “g values” in the $P_{3/2}^2$ and $P_{1/2}^2$ states of gallium / P. Kusch, H. M. Foley // Physical Review. – 1947. – Vol. 72, nr 12. – P. 1256–1257.

297. Schwinger Ju. On quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron / Ju. Schwinger // Physical Review. – 1948. – Vol. 73. – P. 416–419.

298. Логашенко И. Б. Аномальный магнитный момент мюона / И. Б. Логашенко, С. И. Эйдельман // Успехи физических наук. – 2018. – Т. 188, № 5. – С. 540–573.
299. Stueckelberg E. C. G. La normalisation des constantes dans la theorie des quanta / E. C. G. Stueckelberg, A. Petermann // Helvetica Physica Acta. – 1953. – Vol. 26. – P. 499–520.
300. Gell-Mann M. Quantum electrodynamics at small distances / M. Gell-Mann, F. Low // Physical Review. – 1954. – Vol. 95, nr 5. – P. 1300–1312.
301. Ландау Л. Д. Об устранении бесконечностей в квантовой электродинамике / Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников // Доклады АН СССР. – 1954. – Т. 95, вып. 4. – С. 497–500.
302. Боголюбов Н. Н. О ренормализационной группе в квантовой электродинамике / Н. Н. Боголюбов, Д. В Ширков // Доклады АН СССР. – 1955. – Т. 103. – С. 203–206.
303. Боголюбов Н. Н. Приложение ренормализационной группы к улучшению формул теории возмущений / Н. Н. Боголюбов, Д. В Ширков // Доклады АН СССР. – 1955. – Т. 103. – С. 391–394.
304. Ширков Д. В. Ренормгруппа Боголюбова / Д. В. Ширков // Успехи математических наук. – 1994. – Т. 49, вып. 5 (299). – С. 147–164.
305. Боголюбов Н. Н. Вопросы квантовой теории поля. Матрица рассеяния / Н. Н. Боголюбов, Д. В Ширков // Успехи физических наук. – 1955. – Т. 55, вып. 2. – С. 149–214.
306. Wightman A. Quantum field theory in terms of vacuum expectation values // Physical Review. – 1956. – V. 101. – P. 860–866.
307. Haag R. On quantum field theories / R. Haag // Det kongelige danske videnskilemes selskab. – 1955. – Vol. 29, nr 12. – P. 1–37.
308. Хоружий С. С. Аксиоматическая теория поля / С. С. Хоружий, В. П. Павлов // Физика микромира. Маленькая энциклопедия ; гл. ред. член-корр. АН СССР Д. В. Ширков. – Москва : Советская энциклопедия. – 1980. – С. 108–110.
309. Боголюбов Н. Н. Вопросы теории дисперсионных соотношений / Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов. – Москва : Физматгиз, 1958. – 203 с.
310. Боголюбов Н. Н. Об автомодельной асимптотике в квантовой теории поля. I / Н. Н. Боголюбов, В. С. Владимиров, А. Н. Тавхелидзе // Теоретическая и математическая физика. – 1972. – Т. 12, № 1. – С. 3–17.
311. Боголюбов Н. Н. Об автомодельной асимптотике в квантовой теории поля. II / Н. Н. Боголюбов, В. С. Владимиров, А. Н. Тавхелидзе. Теоретическая и математическая физика. – 1972. – Т. 12, № 3. – С. 305–330.
312. Feynman R. P. The behavior of hadron collisions at extreme energies / R. P. Feynman // Proceedings of the 3-rd topical conference on high energy collision of hadrons. – New York : Stony Brook, 1969. – P. 237–249.

313. Feynman R. P. Very high-energy collisions of hadron / R. P. Feynman // *Physical Review Letters*. – 1969. – Vol. 23, nr 24. – P. 1415–1419.
314. Gell-Mann M. A Schematic model of baryons and mesons / M. Gell-Mann // *Physics Letters*. – 1964. – Vol. 8, nr. 3. – P. 214–215.
315. Zweig G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking I / G. Zweig // *CERN Report nr. 8182/TH. 401*. – 1964. – P. 24.
316. Zweig G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking II / G. Zweig // *CERN Report nr. 8419/TH. 412*. – 1964. – P. 80.
317. Ефремов А. В. Калибровочная симметрия / А. В. Ефремов // *Физика микромира. Маленькая энциклопедия* / гл. ред. член-корр. АН СССР Д. В. Ширков. – Москва : Советская энциклопедия, 1980. – С. 192.
318. Ландау Л. Д. Теоретическая физика : учебное пособие. В 10 т. Т. 2. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 7-е изд., исправ.. – Москва : Наука, 1988. – 512 с.
319. Fock V. Über die invariante form der wellen und der bewegungs gleichungen für einen geladenen massenpunkt / V. Fock // *Zeitschrift für Physik*. – 1926 – Vol. 39, nr 2–3. – S. 226–232.
320. Окунь Л. Б. В. А. Фок и калибровочная симметрия / Л. Б. Окунь // *Успехи физических наук*. – 2010. – Т. 180, № 8. – С. 871–873.
321. Вейль Г. Электрон и гравитация / Г. Вейль // *Избранные труды. Математика. Теоретическая физика* / отв. ред. В. И. Арнольд. – Москва : Наука, 1984. – С. 198–218.
322. Yang C. N. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance / C. N. Yang, R. L. Mills // *Physical Review*. – 1954. – Vol. 96, nr 1. – P. 191–195.
323. Higgs P. W. Broken symmetries, massless particlees and gauge fields / P. W. Higgs // *Physical Letters*. – 1964. – Vol. 12, nr 2. – P. 132–133.
324. Higgs P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons / P. W. Higgs // *Physical Review Letters*. – 1964 – Vol. 13, nr 16. – P. 508–509.
325. CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson // *CERN Accelerating science. News. Press*. – URL: <https://home.web.cern.ch/news/press-release/cern/cern-experiments-observe-particle-consistent-long-sought-higgs-boson> (дата обращения: 07.04.2022).
326. Герштейн С. С. Изотопическая инвариантность / С. С. Герштейн // *Физика микромира. Маленькая энциклопедия* ; под ред. член-корр. АН СССР Д. В. Ширков. – Москва : Советская энциклопедия, 1980. – С. 188–190.
327. Gell-Mann M. The interpretation of the new particles as displaced / M. Gell-Mann // *Nuovo cimento*. – 1946. – Vol. 4, Ser. 2. – P. 848–866.
328. Nishidjima K. Charge independence theory of V particles / K. Nishidjima // *Progress in Theoretical Physics*. – 1955. – Vol. 13, nr 3. – P. 285–304.

Научное издание

П о п о в Дмитрий Евдокимович

**КВАНТОВАЯ ФИЗИКА:
Истоки, рождение, развитие.
Избранные сюжеты**

Монография

16+

Редакторы И. В. Кондор, О. В. Тройченко
Корректор Е. В. Осминина
Дизайнер И. М. Иванова

Подписано в печать 20.06.22. Формат бумаги 60×90 1/16
Печать трафаретная. Печ. л. 17,19. Тираж 500. Заказ 109

Издательско-полиграфический отдел
Костромского государственного университета

Кострома, ул. Дзержинского, 17
Тел. 49-80-84, e-mail: ipo@ksu.edu.ru

Для заметок