

УДК 621.039.623

## В.Д. ШАФРАНОВ В ГОДЫ СТАНОВЛЕНИЯ ТОКАМАКОВ

С.В. Мирнов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Троицк, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Академик Виталий Дмитриевич Шафранов, ушедший от нас 9 июня 2014 г., по праву считается одним из отцов-основателей теории магнитного удержания термоядерной плазмы. Его имя ассоциируется со многими аспектами равновесия и устойчивости плазмы в замкнутых магнитных ловушках. Уравнение Грэда—Шафранова и шафрановский сдвиг являются ключевыми понятиями в теории равновесной, осесимметричной тороидальной плазмы, а предел Крускала—Шафранова давно признан как фундаментальное ограничение тороидального тока в плазме, необходимое для поддержания макроскопической стабильности в токамаках. Наконец, им совместно с академиком Л.А. Арцимовичем была впервые предложена концепция токамаков с некруглым сечением, что привело к развитию современного направления D-образных токамаков, таких как JET, и предложена идея полоидального дивертора, необходимого для работы практических термоядерных устройств, таких как ИТЭР. Эта статья в честь памяти В.Д. Шафранова призвана отразить его участие в некоторых малоизвестных аспектах ранних термоядерных исследований и ту ключевую роль, которую он сыграл в них в эпоху становления концепции токамака.

**Ключевые слова:** токамак, Шафранов, шафрановский сдвиг, уравнение Грэда—Шафранова, предел Крускала—Шафранова.

## V.D. SHAFRANOV, IN THE YEARS OF TOKAMAK FORMATION

S.V. Mirnov<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research (TRINITI), Troitsk, Moscow, Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russia

Academician Vitaly Dmitrievich Shafranov, who died on 9 June 2014, is rightly regarded as one of the founding fathers of the theory of magnetic confinement of fusion plasma. His name is being associated with many aspects of plasma equilibrium and stability of the closed magnetic traps. The Grad—Shafranov equation and the Shafranov shift are key concepts in axisymmetric toroidal plasma equilibrium theory, while the Kruskal—Shafranov limit is universally recognised as a fundamental limit on the toroidal plasma current, essential for maintaining macroscopic stability in tokamaks. With academician L.A. Artsimovich he introduced the concept of tokamaks with non-circular cross-sections which has led to the development of the current high-performance tokamak devices, such as JET, and to the poloidal divertors, necessary for the operation of a practical fusion devices such as ITER. This paper in honor of his memory is intended to reflect his involvement in some unknown aspects of the early fusion research and the key role, which Shafranov played in the era of the formation of the tokamak concept.

**Key words:** tokamak, Shafranov, Shafranov shift, Grad—Shafranov equation, Kruskal—Shafranov limit.

DOI: 10.21517/0202-3822-2016-39-2-5-28

### ПРЕДИСЛОВИЕ

Статья, предлагаемая читателю, в своей основной части повторяет статью автора «Shafranov and tokamaks», недавно опубликованную на английском языке в Journal of Plasma Phys. (2016, vol. 82, 515820102). А именно является её первоначальной русской версией. Чтобы статья была более адекватной для восприятия зарубежным читателем, русская версия с согласия автора была подвергнута некоторому сокращению Леонидом Захаровым — инициатором её написания и перевода на английский язык, выполненного в итоге Сергеем и Николаем Герасимовыми, которым автор выражает свою сердечную благодарность. При этом, как всякий перевод на чужой язык, статья, по мнению некоторых русскоязычных читателей, отчасти потеряла интонацию автора, которую им хотелось бы сохранить. Эти читатели, близко знавшие Виталия Дмитриевича, а потому реально ощущавшие его «цену в окружающем пространстве», предложили автору издать в России исходную версию указанной статьи на русском языке. Автор согласился, полагая предварить её некоторым Предисловием для русскоязычного читателя. Прежде всего дело в том, что, к удивлению автора, даже будучи удостоен всех званий, возможных для российского учёного, не занимавшего ярких административных постов, в глазах российской научной публики, удалённой от токамаков, академик В.Д. Шафранов остался человеком не столь заметным из когорты учёных, «широко известных за рубежом, но мало известных в нашей стране». Справедливость требует рассеять это заблуждение. Тем более, что перед фигурой Виталия Дмитриевича автор по сей день испытывает нечто подобное благоговению, смешанному, однако, с некоторым чувством вины, что не всё сделал, что он хотел бы, и не всё высказал ему при жизни, что следовало бы.

Лично для меня, недавнего выпускника Физтеха, шафрановская теория равновесия плазменного шнура в токамаке с проводящим кожухом явилась шоком, той самой неподвижной опорой, которая позволяла, если не «перевернуть весь мир», то однозначно определить в нём место токамака. Это была первая на моём пути теория в физике плазмы, которая с убийственной, почти «эвклидовой» точностью описывала Реальность и, как оказалось впоследствии, правильно предсказала её грядущие проявления. Поясню, в чём дело.

Моё повествование охватывает период от начала 1960-х до середины 1970-х годов. Их начало в нашей науке пришлось на эпоху всеобщего нигилизма. Плазма в экспериментальных устройствах «жила» отдельно от любых априорных представлений о ней. Умные люди (теоретики) произносили при этом красивое, всё извиняющее слово «турбулентность», а кто попроще (экспериментаторы) отыскивали среди их многочисленных «турбулентных теорий» что-нибудь хоть как-то напоминающее печальную реальность, дабы приличным образом закончить очередную статью, которую требовало начальство. Давид Альбертович Франк-Каменецкий — наш физтеховский научный Вождь — так, например, рекламировал лекции А.А. Веденова по переносу плазмы в магнитном поле: «Это — ученик Ландау, почти такой же по возрасту, как и вы. Он автор замечательной по красоте теории. Она не подтверждается ни одним экспериментом, но замечательна по красоте. Настоятельно рекомендую vybrать время и прослушать его курс (*курс не входил в обязательные*)». Оборачиваясь назад, сегодня «с высоты прожитых лет» я бы вообще не взялся в общем виде определять, что такое Наука. Каждый ощущает её по-своему. Даже сравнительно близко расположенные люди. Один из моих сотоварищей, несомненно учёный, несомненно ярко талантливый и примерно также ярко несдержанный в эмоциях, в ответ на моё «духовное насилие» как начальника (я требовал от него прежде чем строить физические модели, «выучить материал», т.е. феноменологию процесса) гневно изничтожал меня: «Ты не учёный, ты Карл Линней! Наука — это концепции! Твоё копание в фактиках — показатель посредственности!» И он был по-своему прав. Но что было делать мне — у меня за спиной было моё, отличное от него понимание Науки и школа Л.А. Арцимовича, которая утверждала меня в этом понимании. Другой пример — молодой теоретик, тоже талантливый, правда, не такой амбициозный, но в похожей ситуации: «Ну и что, что моя теория не учитывает ваших граничных условий? Она может оказаться справедливой где-нибудь в звёздах». Я пожаловался на него В.Д. Шафранову. «Да, — сказал он, — может быть, когда-то в звёздах и окажется справедливой. Только когда такое случится, никто о нём не вспомнит, всё сделают заново». Это была его Позиция. Вполне в стиле той же школы Л.А. Арцимовича.

Пытаясь по возможности наглядно отделить науку от её псевдоформ (злые люди говорят «от мракобесия»), я бы представил её в виде корабля, на верхней палубе которого располагаются «концептуальные мыслители», а в трюме «кочегары», благодаря которым корабль куда-то идёт. Мыслители мыслят, а кочегары крутят ограниченное число доступных им ручек, пытаюсь найти «оптимальные соотношения». («И пусть они там, наверху, потом объясняют, как это у нас получилось».) Что позволяет кораблю-науке оставаться, тем не менее, единым организмом, хотя и плывущим иногда не в ту сторону? Это — всех нас объединяющая, известная со школьных времён сентенция: «Бога нет, а есть объективная реальность, данная нам в ощущении». Главное здесь — «объективная реальность». Бога можно и не трогать — он у каждого внутри и свой. «Для меня доказательство существования Бога — моральный императив внутри меня и звёздное небо над головой», — кажется, так говаривал Кант. А реальность — то самое небо с его законами. Шаг в сторону — расстрел. Этот шаг — отказ от Научного Метода, известной со школьных времён триады: чувственный опыт (эксперимент) — феноменологический закон — фундаментальное обобщение (концепция). Отказ — шаг в сторону мифов, в которых, тем не менее, пребывает большинство человечества с его астрологическими прогнозами, «тем светом» и чёрными кошками, перебегающими дорогу. Но, как говаривал некий весёлый человек: «Если бы большинство всегда было право, Солнце по-прежнему бы кружилось вокруг Земли». Справедливости ради следовало бы заметить, что все традиционные религии совершенно правы в своём глубоко укоренившемся недоверии по отношению к так называемым «верующим учёным». Во всяком случае, к их наиболее продуктивной части — тем самым людям «с двойным дном», которых Ленин называл «стихийными материалистами». Но именно это последнее «дно» и сплачивает нас всех в единую интернациональную семью. Семейные конфликты между «мыслителями» и «кочегарами», в конце концов, гасятся упомянутой триадой, к которой можно было бы добавить ещё и четвёртую, предварительную

ступень — предсказание, побуждающее человечество пускаться в область неведомого. Исторический опыт показал, что секрет движения корабля в «правильную сторону» всегда состоял в динамической связи «верхней палубы» и «кочегарки». Именно эту связь постоянно пытался осуществлять Л.А. Арцимович как начальник отдела и духовный лидер подведомственного ему направления. В.Д. Шафранов выглядел его очевидным и убеждённым союзником. Связь эту приходилось осуществлять не всегда гладким образом — «кочегары», бывало, дерзили, а некоторые «мыслители» со слезами бежали к своему Вождю — М.А. Леонтовичу. Дело доходило до резкостей: «Теория не площадная девка, чтобы потакать всем желаниям Начальника отдела!» Но триада в конечном счёте всех мирила, и «корабль» шёл разумно поступательным курсом.

К началу моего повествования, как уже упоминалось, все существовавшие предсказания не сбылись. И вдруг, в начале 1962 г., как бы в утешение пионерам на токамаке ТМ-2 Е.П. Горбунов и К.А. Разумова обнаружили доселе невиданный токамачный режим с глубоким подавлением колебаний на основных тогда характеристиках плазмы — производной разрядного тока и электрическом напряжении вдоль обхода тора, что могло свидетельствовать о переходе её в новое неведомое ранее устойчивое состояние. С этого момента началось медленное, но неуклонное «восхождение» токамаков вплоть до полного крушения в конце 1960-х годов концепции «универсальной бомовской диффузии», бытовавшей в их начале. Как это происходило изнутри, с точки зрения участника процесса, «из какого сора растут стихи» (А.А. Ахматова) и роль шафрановской теории равновесия плазменного шнура в становлении новых представлений о физике явлений, протекающих в токамаках, — по существу основные темы предлагаемой статьи. Замечательно, что шафрановская теория, выступившая на первых порах как ограничитель амбиций энтузиастов (критерий Шафранова—Крускала), будучи обогащена опытами на токамаках Т-2, ТМ-2, Т-3 и Т-5, превратилась в итоге почти в инструкцию по созданию токамаков, являя тем самым пример всё той же классической триады, но уже на новом фактическом материале.

Наконец, автор, воспользовавшись сделанным ему предложением, попытался выполнить в статье одно из последних пожеланий Виталия Дмитриевича — ещё раз собрать воедино, в одном месте известные экспериментальные факты и физические представления, касающиеся взаимодействия внешней и внутренней МГД-активности в ходе развития большого срыва. Дело в том, что уже где-то на уровне 2000 г. количество и качество экспериментального материала, полученного разными исследователями на различных токамаках, и развитые к тому времени физические представления о возможных плазменных неустойчивостях естественно слились в единую картину, позволяющую с высокой надёжностью утверждать, что большой срыв в токамаке является в своей энергетической основе прямым проявлением внешней идеальной винтовой неустойчивости, спровоцированной разрушением магнитного шира внутренних областей шнура в ходе развития там обширного внутреннего срыва тоже идеальной природы. Я попытался было излагать эту синтетическую концепцию, кажущуюся очевидной, на различных плазменных конференциях, но обнаружил, что интерес к большому срыву — этому важнейшему для нас явлению в токамаках — пропал: оказалось, что его ключевой элемент — магнитное перезамыкание — слишком сложно моделировать на компьютерах. И вообще, как мне объяснил один из теоретиков нового поколения, «в такую нелинейщину мы не лезем». Для нас же — представителей старшего поколения — большой срыв остался вызовом, на который нам так и не удалось дать окончательный ответ. Виталию Дмитриевичу понравились и идея, и аргументации. Он предложил мне напечатать соответствующий обзор в журнале «Физика плазмы». А я не собрался. Действительно, так ли интересен срыв, если ещё нет инженерного решения для первой стенки? Пытаясь сегодня выполнить эту его волю, конспективно излагаю ту самую предложенную мною схему и в общих чертах её аргументацию.

Подводя итог достигнутому в годы «становления токамаков», сошлюсь на авторитет Л.А. Арцимовича. Как гласит молва, где-то в их самом начале, в середине 1950-х годов Л.А. Арцимович — мастер на крылатые фразы — так выразился по поводу перспектив магнитного синтеза (т.е. сразу токамаков, стеллараторов и открытых ловушек): «Это так же бессмысленно, как намерение получать папиросную бумагу из папиросного дыма». Прошло почти 20 лет, и незадолго до своего ухода он попытожил ситуацию уже так: «Термоядерный реактор будет построен, как только он понадобится Человечеству». Появилась уверенность, что будет построен, если, конечно, понадобится.

## КРИТЕРИЙ КРУСКАЛА—ШАФРАНОВА

Академик Виталий Дмитриевич Шафранов — один из самых глубоко почитаемых в научном мире первопроходцев управляемого термоядерного синтеза. Начав свой Путь в 1952 г. молодым человеком — выпускником МГУ, он более 60 лет неуклонно следовал ему и своим, казалось бы, неспешным шагом, уверенно, раз за разом преодолевал выпадающие на его долю препятствия и тернии. Пройденный им Путь в пространстве токамаков помечен верстовыми столбами где-то его имени, где-то безымянными. Последний из них — «перстенёк с магнитным дивертором» — стоит у входа в ИТЭР.

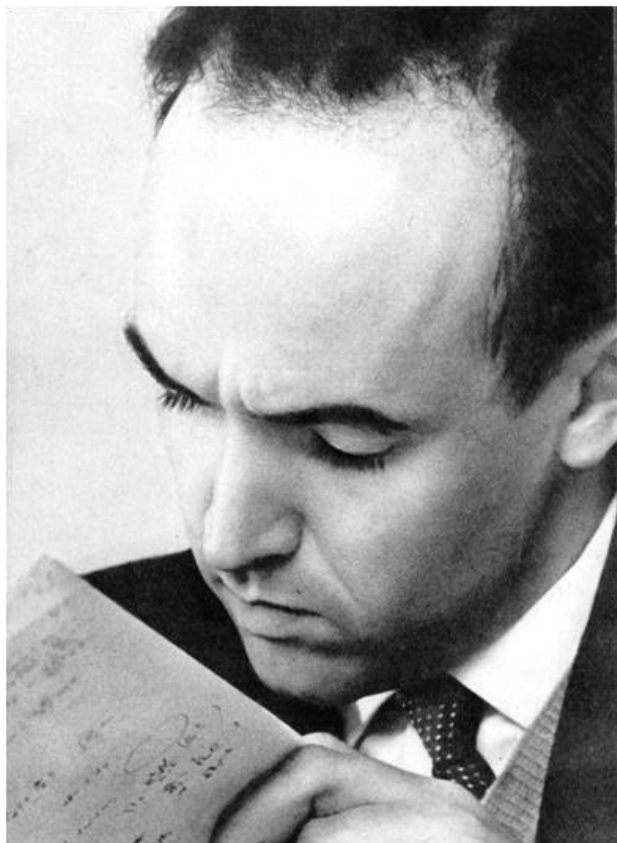


Рис. 1. В.Д. Шафранов, начало 1960-х годов

Мои представления о первых шагах В.Д. Шафранова в магнитном синтезе, где я оказался лет через 10 после него, сложились в основном из воспоминаний очевидцев (например, [1]), по его же некоторым заметкам автобиографического свойства [2] и, конечно же, по его публикациям [3—6].

Он был в хорошей компании. Был гуру — М.А. Леонтович, был старший друг и товарищ — С.И. Брагинский. Был, наконец, Л.А. Арцимович — начальник БЭПа ЛИПАНа (Бюро электрических приборов Лаборатории измерительных приборов Академии наук — тогдашнее секретное название Плазменного отдела Института атомной энергии), был Б.Б. Кадомцев и многие другие — старшие и младшие. Именно «молодым» — ему и С.И. Брагинскому — начальство поручило разгадать «секрет Зеты», пользуясь скудными сведениями из газет, а именно, что «она круглая». После некоторых размышлений «молодые» решили, что это токамак. Тем самым токамак получил важную фору — директор института И.В. Курчатов склонялся в пользу стелларатора. Глубочайшее уважение и привязанность к С.И. Брагинскому В.Д. Шафранов сохранил на всю жизнь, чему я бывал неоднократным свидетелем.

Первая работа В.Д. Шафранова по устойчивости, выполненная им вместе с М.А. Леонтовичем, «Об устойчивости гибкого провода с током в магнитном поле» [3] относилась к пинчам, лишь косвенно касаясь будущего токамака. Гораздо понятней «для потребителя» выглядел результат следующей работы уже одного В.Д. Шафранова [4] (1953 г., открытая публикация в 1956 г.), где критерий устойчивости такого «провода» принял почти современный вид:

$$H_{ze}/H_{\phi} > \lambda_m/2\pi a, \quad (1)$$

здесь  $H_{ze}$  — продольное магнитное поле;  $H_{\phi}$  — поле тока;  $\lambda_m$  — максимально возможная длина возмущений;  $a$  — малый радиус шнура. Если учесть, что в торе максимальное значение  $\lambda_m = 2\pi R$  — это известный критерий Крускала—Шафранова  $q(a) > 1$ , ставший позднее официальным обозначением всего класса токамаков и первой формулой, которую должен был знать, по более позднему выражению Л.А. Арцимовича, «каждый сотрудник сектора 44», т.е. сектора токамаков Отдела плазменных исследований Курчатовского института (ОПИ).

Правда, критерий этот был получен В.Д. Шафрановым в весьма идеализированных условиях, а именно для тока, текущего строго по поверхности шнура. Это было вполне адекватно прямым пинчам, которые были тогда популярны, но для квазистационарного шнура с током, распределённым по сечению, столь радикальный критерий поначалу не показался очевидным тогдашним физикам — уж слишком жёсткие ограничения он накладывал на допустимые максимальные значения тока. Один из них —

Д.П. Иванов [1] впоследствии вспоминал: «К сожалению, незамеченной прошла проверка на прямой трубе (*прямой разряд с сильным магнитным полем. — Прим. авт.*) критерия макроскопической устойчивости, выведенного Виталием Дмитриевичем Шафрановым по просьбе И.Н. Головина. Вывод этого основополагающего критерия как-то не был оценен по достоинству сразу, вероятно, из-за занятости И.Н. Головина и Н.А. Явлинского постройкой и пуском установки и чрезмерной скромности Виталия Дмитриевича. Когда однажды по пути с тренировки по академической гребле он посетовал на это, мы решили сами проверить этот критерий в экспериментах на прямой трубе. В соответствии с критерием В.Д. Шафранова в условиях нашего эксперимента плазменный шнур должен был быть устойчивым при токе ниже 50 кА. Но в то время и на прямых трубах, и на ТМП (*первый прообраз токамака с фарфоровой камерой. — Прим. авт.*) старались работать при токах 200 кА и более, так как было показано «расчётами Брагинского», что для удержания термоядерной плазмы нужны токи силой не менее 2 МА. Этот факт был общепризнанным, и даже существовал термин «ток Брагинского». Однако, когда вопреки всем принятым традициям ток разряда был снижен до 50 кА, признаки проявления неустойчивости, в частности, колебания на магнитных зондах исчезли. Первоначально этот результат был встречен скептически. Когда мы рассказали об этом Л.А. Арцимовичу, он сказал: «Подумаешь, устойчивый тлеющий разряд получился, кому это нужно. У нас в источниках (*ионные источники, применявшиеся при разделении изотопов. — Прим. авт.*) он всегда устойчив. Ничего удивительного!» Мы с В.Д. Шафрановым расстроились настолько, что почему-то не показали сразу эти результаты ни И.Н. Головину, ни Н.А. Явлинскому. Опубликованы они не были, а ТМП ещё долго продолжала работать на токах, значительно превышающих допустимые по критерию устойчивости, и плазма в ней была сильно турбулентной, занимая всё сечение разрядной камеры. И только в конце работ на ТМП была замечена разница в поведении плазмы при нарастании тока до того, как он достиг величины, при которой он должен быть устойчивым по критерию Шафранова и после этого, при дальнейшем его увеличении. Поэтому на следующей установке Т-1 (*первый регулярный токамак с металлической камерой. — Прим. авт.*), построенной под руководством Н.А. Явлинского, размер плазмы был ограничен диафрагмой, а ток был снижен соответственно критерию Шафранова, и плазма стала более устойчивой».

Заметим, что более аккуратно этот критерий был проверен на следующем за Т-1 токамаке Т-2 [7], где его нарушение приводило к аналогичному «вскипанию» граничной зоны шнура и выбросу плазмы на стенку, так как если бы ограничивающие шнур лимитеры (диафрагмы) вообще отсутствовали. «Более устойчивые» режимы с  $q(a) > 1$  привели к несомненному улучшению плазменного удержания, но не к радикальному изменению ситуации. Электронная температура плазмы (её определяли по электропроводности) поднялась до 20—30 эВ, что было типично для плазменных установок того времени. Тем не менее все осциллограммы плазменных параметров тогдашних токамаков оставались плотно заполнены «высокочастотным лесом», что очевидно указывало на развитие в плазме ещё более мелкомасштабных турбулентностей.

На протяжении следующих сорока лет в ходе их последовательного подавления три важнейших «верстовых столба» были поставлены В.Д. Шафрановым на пути восхождения токамаков — теория равновесия шнура, теория МГД-устойчивости его границы и идея удлинённой магнитной конфигурации с полоидальным дивертором — прообраз будущего ИТЭРа.

## РАВНОВЕСИЕ ШНУРА

Новые режимы токамака с  $q(a) > 1$  на фоне общего улучшения плазменного удержания обнаружили неожиданную особенность: ток разряда  $J_p(t)$  в ходе «лучших» импульсов Т-2 принимал странную двугорбую форму, что очевидно указывало на вмешательство в его поведение некоторого внешнего агента, возникающего откуда-то в процессе разряда. Возникло подозрение, что таким агентом могли бы стать магнитные поля рассеяния железного сердечника токамака, поперечные основному тороидальному магнитному полю  $B_T$ . По просьбе Л.А. Арцимовича В.Д. Шафранов занялся проблемой поперечных полей и вывел свою вторую знаменитую формулу, связывающую поперечные компоненты  $B_{\perp}$  с вызываемыми ими дополнительными смещениями  $\Delta_{\perp}$  плазменного шнура с током  $J_p$  относительно центра проводящего кожуха радиусом  $b$ :

$$\Delta_{\perp} = 5b^2 B_{\perp} / J_p. \quad (2)$$

Напомним читателю, что равновесный по  $R$  тороидальный плазменный виток с током в магнитном поле должен быть неустойчив по отношению к любым возмущениям  $B_{\perp}$ . В частности, появление возмущений  $B_R$  должно сносить такой свободный плазменный виток либо вверх, либо вниз от исходного положения в зависимости от их направления. Чтобы устранить эту неприятную особенность, А.Д. Сахаровым было предложено окружить токовый виток проводящим кожухом. Кожух фиксировал токовый шнур по вертикали, а его равновесие по большому радиусу  $R$  должно было обеспечиваться небольшим смещением шнура наружу от центра кожуха. Сдвиг шнура  $\Delta_{\perp}$  относительно этих равновесных положений под влиянием дополнительных  $B_{\perp}$  и был рассчитан В.Д. Шафрановым.

Как следует из полученной им формулы (2), даже ничтожные по сравнению с тороидальным магнитным полем компоненты  $B_{\perp}$  оказались способны влиять на поведение шнура, дополнительно сдвигая его к стенке разрядной камеры, либо на лимитер, дирижируя тем самым его поведением в процессе разряда. Их присутствие должно было стать особенно заметным на начальной стадии разряда, когда ток  $J_p$  ещё мал. Действительно, такие поперечные компоненты, вызванные током индуктора, были измерены в Т-2 магнитным зондом (К.Б. Карташев, 1961 г.). Они оказались вполне достаточны, чтобы объяснить их влиянием образование двугорбого тока ([8] Л.А. Арцимович, К.Б. Карташев, 1962 г.). Появление «нового агента» заставляло по-новому взглянуть на магнитную конфигурацию токамака, в частности, на механические погрешности, допустимые при её создании. И, действительно, уже в первом малом токамаке ТМ-2 ( $R/a = 0,4/0,08$  м,  $J_p = 25$  кА), где их удалось свести к минимуму (Д.П. Иванов, А.М. Ус, 1961 г.), Е.П. Горбуновым и К.А. Разумовой был впервые получен «макроскопически устойчивый» плазменный шнур, лишённый «высокочастотного леса» на магнитных параметрах, с электронной температурой масштаба 100 эВ (1962 г. [9]), ставший затем предметом многочисленных научных изысканий как у нас, так и за рубежом.

Работа Л.А. Арцимовича и К.Б. Карташева [8] имела международный резонанс, вслед за токамаками влияние поперечных магнитных компонентов, возникающих из-за неидеальности магнитной обмотки, было обнаружено на стеллараторе С, что стало первым конкретным предметом многолетнего плодотворного научного сотрудничества сектора токамаков Курчатовского института и PPPL (Принстонская лаборатория физики плазмы).

В 1961 г. для исследования вопросов равновесия плазменного шнура Л.А. Арцимович поручил Н.А. Явлинскому, а он В.С. Муховатову соорудить специальное токамака Т-5 с дополнительными магнитными обмотками, расположенными между вакуумной камерой и медным кожухом, что позволило бы управлять положением плазменного шнура внутри камеры в ходе разряда. Духовными наставниками этой деятельности стали В.Д. Шафранов и Л.А. Арцимович.

Мы с В.С. Стрелковым также оказались вовлечены в активность вокруг проблемы равновесия. Дело в том, что после гибели Н.А. Явлинского (лето 1962 г.) Л.А. Арцимович поручил В.С. Стрелкову ввод в строй только что запущенного и на тот момент самого крупного, но ещё очень «сырого» токамака Т-3. Мне же, как молодому специалисту, только что окончившему Физтех, надлежало помогать В.С. Стрелкову.

«Сырость» Т-3 состояла в том, что при его сооружении поперечных магнитных компонентов ещё не опасались, полагая, что, пока они малы по сравнению с тороидальным полем  $B_T$ , от них не следует ожидать большого вреда. При этом  $B_T$  в Т-3 должно было достичь рекордных значений — 4 Тл — весьма серьёзной величины даже по современным меркам. Электропитание установки обеспечивал мощный ударный генератор (промышленный генератор, используемый в режиме импульсного торможения), создававший по тем временам практически стационарный импульс (длительностью около 1 с) тороидального магнитного поля в рекордном объёме плазмы до 5 м<sup>3</sup>. Неожиданностью Т-3 оказалось то, что все попытки поднять в нём  $B_T$  выше 1,5 Тл вызывали сначала затруднение омического зажигания («пробоя») разряда, а далее его полное прекращение. Резонно было предположить, что причиной этого могли стать поперечные компоненты тороидального поля  $B_T$ , вызванные конструктивными дефектами создающих его магнитных катушек, а потому вслед за ним нарастающие.

Устранить поперечные компоненты дипольного типа, наиболее опасные для плазменного шнура, на первый взгляд, было просто — следовало замкнуть на себя все или почти все магнитные силовые линии тороидального поля. Для этого было бы достаточно добавить к тороидальному соленоиду токамака две взаимно перпендикулярные дипольные обмотки и аккуратным подбором в них токов в отдельности по

каждой из координат свести поперечные компоненты  $B_{\perp}$  к нулю. Но прежде всего необходимо было измерить эти компоненты, что в условиях почти стационарного тороидального магнитного поля Т-3 в отличие от импульсного Т-2 (<50 мс) становилось почти невозможным делом. «Летальными», т.е. подавляющими развитие плазменного разряда, они могли бы стать уже на уровне  $10^{-4}$  от  $B_T$ . Прямыми доступными нам средствами столь малые и медленно изменяющиеся поперечные составляющие  $B_{\perp}$  на фоне могучего тороидального  $B_T$  были практически не измеряемы. Их первопричиной могли бы стать случайные масштабом 1—2 мм сдвиги и наклоны магнитных катушек тороидального соленоида, неминуемо возникающие либо при монтаже токамака, либо под действием механических нагрузок в его рабочем импульсе. Прямые геодезические измерения «перекосов» отдельных блоков тороидального поля на уровне  $10^{-4}$  также исключались в силу низкой точности их изготовления. Ситуация казалась безнадежной. Однако решение удалось найти обходным путём, а именно используя в качестве индикатора поперечных магнитных компонентов  $B_{\perp}$  их следствия — вызываемые ими добавочные сдвиги (по В.Д. Шафранову) плазменного шнура  $\Delta_{\perp}$  относительно центра проводящего кожуха. Чтобы их найти, я применил разностную схему из четырёх магнитных зондов, ориентированных по азимутальному углу  $\theta$  и расположенных попарно по разные стороны от плазменного шнура с током  $J_p$  [10]. Разность значений токовых полей  $B_{\theta}$ , измеряемая каждой парой таких диаметрально противоположных зондов, установленных на внутренней поверхности кожуха и включённых навстречу друг другу, должна была равняться нулю в случае симметричного расположения шнура относительно каждой пары и линейно расти по мере смещения шнура  $\Delta$  от этой точки пропорционально  $\Delta J_p$ . В итоге две зондовые пары, сдвинутые по  $\theta$  относительно друг друга на  $90^\circ$ , могли обеспечить точное определение положения плазменного шнура внутри разрядной камеры. Его возможный сдвиг по вертикали относительно центра кожуха мы обозначали как  $\Delta_V$ , по горизонтали (по большому радиусу  $R$ ) как  $\Delta_R$  [10]. Подобная простая техника в той или иной модификации продолжает использоваться и сегодня на некоторых токамаках.

Если бы плазменный шнур, окружённый толстым медным кожухом (на Т-3 его толщина достигала 3 см) находился в равновесии «по В.Д. Шафранову», т.е. не опирался на стенки камеры и диафрагмы, его дополнительное смещение  $\Delta$  под действием  $B_{\perp}$ -компонентов, следуя (2), обязано было быть пропорционально  $B_{\perp}/J_p$ . Таким образом, будь плазменный шнур в равновесии, то, по крайней мере, для смещения шнура по вертикали  $\Delta_V$ , в направлении которой не должны были действовать никакие силы, кроме как со стороны поперечного поля  $B_R$ , измеряемый нами разностный сигнал  $J_p \Delta_V(t)$  должен был бы быть просто пропорционален значению  $B_R$ , независимо ни от амплитуды, ни от формы импульса  $J_p(t)$ . Время интегрирования наших зондовых сигналов составляло около 50 мс, длительность разряда — около 10 мс, тем самым наша измерительная система оказывалась нечувствительна прямым образом ни к каким-либо геометрическим перекосам зондов относительно тороидального поля, ни к его «конструкционным» поперечным компонентам, а только к смещению шнура относительно центра кожуха под действием этих компонентов. К радостному изумлению экспериментаторов в первых же разрядных импульсах Т-3 сигнал  $J_p \Delta_V(t)$  написал на экране осциллографа почти правильный прямоугольник (рис. 2 [11]), высота которого не зависела ни от амплитуды  $J_p(t)$ , ни от длительности разряда, но строго следовала за величиной  $B_T$ .

Осуществляя разряд при относительно низком  $B_T$ , когда его поперечные компоненты малы и ещё позволяли плазменному току развиваться до некоторого заметного уровня, мы определили соотношения основных дипольных составляющих  $B_{\perp}$  и скомпенсировали их, пустив в соответствующие дипольные обмотки необходимые токи. Далее их простое пропорциональное увеличение позволило с хорошей точностью скомпенсировать влияние поперечных компонентов  $B_{\perp}$  дипольного типа во всем диапазоне изменения  $B_T$ . Тем самым задача

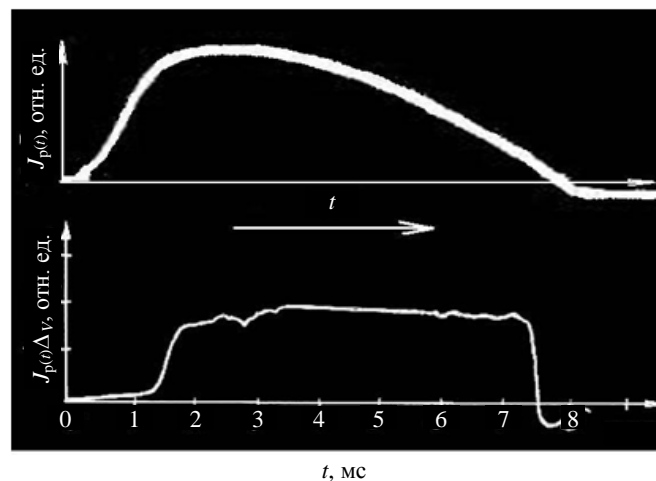


Рис. 2. Осциллограммы  $J_p(t)$  и  $J_p(t)\Delta_V$  для одного из рабочих импульсов Т-3 экспериментальной кампании 1963 г. [11]

была решена. Видимым результатом этого стало радикальное расширение области существования разряда Т-3 (см. рис. 2) как в сторону больших магнитных полей (вплоть до 3,5 Тл), так и в область предельно достижимых плотностей плазмы [11].

Наряду с чисто техническим успехом этих экспериментов на Т-3 их не менее важным идеологическим результатом стало то, что они фактически предоставили нам первое документальное свидетельство того, что плазменный шнур в средней «сформированной» стадии разряда токамака оказывается «равновесным по В.Д. Шафранову», т.е. является свободным токовым витком, положение которого в проводящем кожухе обеспечивается только поперечными магнитными полями.

Альтернативой магнитному удержанию могло бы стать, например, «удержание плазмы стенкой», а именно электрическими токами  $J_{\perp}$ , текущими на неё сквозь плазменный шнур поперёк поля  $B_T$  в случае их прямого электрического контакта. В пользу такого варианта мог бы свидетельствовать тот факт, что «прямоугольник»  $J_p \Delta_1(t)$  на рис. 2 формировался не сразу в момент пробоя и появления тока  $J_p$ , а лишь спустя некоторое время масштабом 1 мс. Естественно было предположить, что причина этой задержки — те самые поперечные токи, текущие из плазмы на стенку в начальный момент «формирования» шнура. Позднее это было подтверждено В.С. Муховатовым с сотрудниками на токамаке Т-5 [12], который, как уже отмечалось, был специально предназначен для решения вопроса равновесия плазмы в токамаке. В начальной фазе разряда ими были зарегистрированы всплески поперечных токов масштабом десятков ампер, текущих из плазмы на лимитер и камеру, что согласно оценкам, тут же сделанным В.Д. Шафрановым, могло бы обеспечить на этой фазе разряда «стеночное» удержания шнура по  $R$ . После завершения стадии формирования (см. рис. 2) поперечные токи на лимитер спадали почти на порядок величины и их влиянием на равновесие шнура можно было пренебречь, т.е., за исключением узкой начальной области, в основной фазе разряда шнур вёл себя, как свободный виток с током, и, следовательно, к нему могли быть применимы все выражения, полученные к тому времени В.Д. Шафрановым для магнитных полей  $B_0$  такого плазменного шнура, окружённого тороидальным проводящим кожухом [5]. Исключительно ценной для последующей практики токамаков стала полученная в ходе этой работы третья формула В.Д. Шафранова, которую, по мнению Л.А. Арцимовича, также должны были знать все токамачники, — так называемая «формула Шафранова для сдвига шнура», связывающая полную тепловую и магнитную энергию тороидального токового шнура с его равновесным положением внутри проводящего кожуха, точнее, смещение наружу (по  $R$ ) относительно центра кожуха граничной магнитной поверхности шнура радиусом  $a$  (условная «граница шнура»), вне которой плотность тока можно было считать равной нулю:

$$\Delta_{R_0} = b^2 [\ln b/a + (1 - a^2/b^2) (\beta_I + l_i/2 - 1/2)] / 2R, \quad (3)$$

где  $R$  — большой радиус кожуха;  $b$  — его малый радиус;  $\beta_I = 8\pi \langle p \rangle / B_0^2$ ;  $\langle p \rangle$  — плазменное давление, усреднённое по сечению плазменного шнура радиусом  $a$ ;  $B_0$  — магнитное поле тока на граничной поверхности;  $l_i$  — внутренняя индуктивность плазменного шнура — индикатор запасённой им магнитной энергии тока.

Если учесть, что внутренняя поверхность проводящего кожуха жёстко фиксирует магнитную поверхность радиусом  $b$ , внешнюю по отношению к токовому шнуру, указанное выражение является, по существу, частным случаем известного «смещения Шафранова».

Простой анализ аналитических выражений для вакуумных магнитных полей  $B_0$  в области между краем шнура и поверхностью проводящего кожуха, полученных В.Д. Шафрановым [5], обнаружил, что разность сигналов горизонтальной пары  $B_0$  — магнитных зондов, установленных на поверхности кожуха по обе стороны от шнура, т.е. пары, аналогичной той, которая использовалась при измерении поперечных полей  $B_{\perp R}$  (см. рис. 2), но повернутой относительно нее по  $\theta$  на  $90^\circ$ , обязана быть пропорциональна произведению  $J_p$  на  $\Delta_{R_0} - \delta_0$ , где  $\delta_0 \sim b^2/4R$  — некоторый нулевой сдвиг системы отсчёта, позволяющий в первом приближении свести тороидальную геометрию шнура к цилиндру [10]. В итоге на протяжении почти всего импульса тока  $J_p(t)$ , исключая короткую фазу «формирования разряда», оказалось возможным непосредственно наблюдать поведение «смещения Шафранова» для краевой магнитной поверхности плазменного шнура и, соответственно, временной ход полной энергии плазмы, т.е. суммы её тепловой и магнитной составляющих [11].

В разгар проведения этих работ по равновесию случился некий примечательный эпизод. Как уже отмечалось, между проводящим кожухом и камерой Т-5 В.С. Муховатов разместил систему медных



витков, позволявших в ходе разряда создавать в плазменном объёме дополнительное вертикальное поле  $B_z$  и управлять равновесным положением плазменного шнура по  $R$  [12]. Чтобы при этом регистрировать реальное положение шнура в камере Т-5, мы с В.С. Муховатовым попытались применить аналогичную Т-3 зондовую методику и получили загадочный результат: хотя под действием вводимого поля  $B_z$ , величину которого В.С. Муховатов находил расчётным путём с учётом эффекта его ослабления проводящим кожухом, шнур и смещался в нужную сторону, но это смещение происходило чуть ли не вдвое активнее, чем следовало ожидать по формуле Шафранова (2). Мы перебрали, как нам казалось, все возможные объяснения, вплоть до эффекта скинирования дополнительного поля в плазменном объёме, но не получили ничего убедительного и за окончательным вердиктом отправились к самому В.Д. Шафранову. Поначалу он нас не понял: а зачем вообще измерять положение шнура, если есть теория. Да, есть, но она оперирует одновременно несколькими неизвестными: давлением плазмы, внутренней индуктивностью, наконец, поперечными полями... «А, вы хотите измерить таким образом давление плазмы». Мы изложили постигшую нас неприятность и наши мысли на этот счёт. Он задумался. Идею со скинированием отверг сразу. Задумался и ничего не придумал. Это было удивительно. Тогдашние яркие теоретики сходу объясняли любые экспериментальные результаты, а В.Д. Шафранов не смог. На прощанье он нас утешал: «Хорошо, хоть смещается куда нужно». Замечание это было вполне в рамках тогдашнего отношения термоядерной общественности к «теории».

Видимый парадокс разрешил сам В.С. Муховатов. Оказалось, что в расчётах действующего поля  $B_z$  им не был учтён тот экзотический факт, что продольный разрез проводящего кожуха в Т-5 по недоразумению был сделан сверху и снизу, а не сбоку, как следовало бы из соображений наиболее оптимального удержания шнура по  $R$  и как делалось впоследствии на других токамаках. В итоге экранирующее действие кожуха оказалось ослаблено почти вдвое и соответственно занижено действующее поле  $B_z$ . Попутно на основе этих опытов В.С. Муховатовым была уточнена формула, учитывающая влияние разрывов кожуха на эффективность проникновения в него поперечных магнитных полей, которая оказалась заметно выше считавшейся до этого.

Совокупность основных физических представлений и экспериментальных результатов, касающихся равновесия плазмы в токамаках с проводящим кожухом, была впоследствии обобщена в широко известном обзоре В.С. Муховатова и В.Д. Шафранова «Равновесие плазмы в токамаке» [13], который подобно старому энциклопедическому справочнику остаётся актуальным по сей день. В последующем процессе развития токамаков часть введённых тогда понятий трансформировалась, например, проводящий кожух превратился в «пассивные витки стабилизации», часть приобрела канонический характер, например, «смещение Шафранова» (сдвиг магнитных поверхностей относительно тороидальной оси), часть под давлением последующих обобщений (например, «уравнение Грэда—Шафранова») естественно вошли в созданные затем вычислительные коды (например, EFIT), описывающие динамику магнитных конфигураций современных и проектируемых токамаков.

Каковы практические результаты этой активности в области равновесия? Прежде всего её главным достижением стало физическое понимание нового явления — образования в сильном магнитном поле свободного, оторванного от стенок разрядной камеры и лимитеров плазменного витка с током, ставшим с момента получения Е.П. Горбуновым и К.А. Разумовой первого «макроскопически устойчивого» плазменного шнура на токамаке ТМ-2 (1962 г. [9]) предметом многочисленных научных исследований вплоть до наших дней как у нас, так и за рубежом. Основной доминантой развития этих исследований в ходе более чем полувековой работы могучего интернационального коллектива инженеров и физиков-токамачников стали уточнения и расширения границ этого явления («пределы токамака»), позволяющие сегодня ставить вопрос о его потенциальном использовании в практической энергетике. Шафрановская теория равновесия плазменного шнура с током в проводящем кожухе сыграла ключевую роль в формировании первоначальных физических представлений о природе токамаков, оказавшихся исходным пунктом этой активности. На её основе удалось сделать следующий шаг — оценить качество удержания плазмы в токамаках и определить физическую природу разрушающих его крупномасштабных плазменных турбулентностей, развивающихся на границах существования «устойчивого режима токамака» (так называемые «окна устойчивости» токамака).

## УДЕРЖАНИЕ И МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ

Зондовые измерения на Т-3 смещения плазменного шнура наружу по  $R$  показали, что в процессе разряда суммарная энергия шнура монотонно растёт [11] со временем. Оставалось загадкой, происходит ли это вследствие роста  $\beta_I(t)$  (3), т.е. нагрева плазмы, либо из-за роста магнитной энергии  $l_i(t)$ , например, в результате постепенного сжатия токового канала. Вопрос разделения этих двух основных энергетических составляющих плазменного шнура, очевидно, был ключевым. Радикальный способ решения дилеммы предложил Л.А. Арцимович — независимое измерение тепловой составляющей по её диамагнитному эффекту, т.е. по изменению тороидального магнитного потока в сечении шнура в процессе нагрева плазмы. При этом фактически использовалось предположение о равновесии плазменного шнура ещё и по малому радиусу  $r$ , что для плазменного шнура, уже равновесного по  $R$ , соблюдалось автоматически. Практическая реализация этого простого на вид предложения позволила сделать следующий шаг.

За измерения плазменного диамагнетизма «по Арцимовичу» взялись мы с К.А. Разумовой — она на ТМ-2, я на Т-3. Скоро, однако, выяснилось, что задача намного сложнее, чем казалась на первый взгляд. В Т-3, например, ничтожный по величине плазменный сигнал тонул в шумах и токовых флюктуациях ударного генератора, питавшего магнитный соленоид. На его входе пришлось соорудить специальный импульсный  $LC$ -фильтр циклопических размеров. Решение задачи затянулось почти на два года. К.А. Разумова, не имевшая проблем с флюктуациями тока (ТМ-2 питался от конденсаторных батарей), первая выделила плазменный диамагнетизм на фоне шумов [14], обнаружив при этом, что тепловая энергия оказалась существенно выше, чем можно было предполагать из измерений электропроводности в предположении чистой водородной плазмы ( $Z = 1$ ), как это традиционно делалось в опытах 1956—1964 гг. Шёл 1966 г., приближалась Калхэмская европейская конференция по физике плазмы и УТС. Почти накануне открытия конференции на Т-3 также удалось зарегистрировать первые, надёжно измеряемые диамагнитные сигналы. Плазменная энергия в процессе импульса тока Т-3 уверенно росла к концу разряда в качественном согласии с временным ходом смещения шнура  $\Delta_{R_0}(t)$  [15]. Если к этому росту привлечь измерения плотности (их на всех токамаках неизменно проводил Е.П. Горбунов), средняя по сечению шнура электронная температура плазмы в максимуме тока Т-3 достигала 400—600 эВ — в 3—4 раза выше получаемой из электропроводности. Соответственно, как в опытах на ТМ-2, так и на Т-3 наблюдался значительный отрыв реального энергетического времени жизни плазмы от бомовского.

На конференции Л.А. Арцимович, как известно, объявил, что энергетическое время на токамаках  $\tau_E$  в три раза превышает бомовское, чем вызвал явное недоверие окружающих: на стеллараторе С — зарубежном лидере термоядерной гонки — энергетическое время было почти бомовским, ставившим под сомнение перспективы замкнутых систем в области синтеза.

Но если удержание не бомовское, то какое? В качестве первого шага предстояло найти его феноменологические зависимости от основных исходных параметров разряда, задаваемых извне: тороидального магнитного поля  $B_T$ , плотности плазмы  $n_e$ , тока разряда  $J_p$ . Такая работа была впервые проведена на Т-3, где удалось объединить вместе измерения тока  $J_p(t)$  с напряжением на разъёме кожуха  $V(t)$ , диамагнетизмом и измерениями смещения шнура  $\Delta_{R_0}(t)$  [16, 17].

Коль скоро плазменный шнур находился в равновесии по  $R$  и  $r$ , получались три уравнения с тремя неизвестными, т.е. система, допускающая точное решение, не обременённое никакими дополнительными предположениями в рамках общей концепции свободного и равновесного плазменного шнура, окружённого проводящим кожухом. При этом искомыми неизвестными были тепловая энергия плазмы  $\beta_i$ , магнитная энергия  $l_i$  и мощность энергоклада (реально средняя по шнуру электропроводность  $\sigma$ ). Таким образом, решение системы позволяло в идеале получить точное феноменологическое знание поведения во времени всех основных интегральных параметров плазменного шнура по всему множеству режимов токамака Т-3. Прежде всего речь шла об энергетическом времени жизни  $\tau_E$  (энергия плазмы, делённая на мощность энергоклада), интегральном токовом распределении  $l_i$ , а с учётом из-

мерений плотности (Е.П. Горбуновым) ещё и о ходе средней электронной температуры. Зимой 1967 г. мы с Е.П. Горбуновым на Т-3 взялись за такую работу, не представляя себе её объём и последствия. И то и другое оказалось более чем неожиданным.

В итоге её проведения ко всеобщему недоумению окружающих обнаружилось, что в «макроскопически устойчивых» режимах Т-3 ( $q(a) > 3$ )  $\tau_E$  практически не зависело от величины  $B_T$ , росло почти линейно с током  $J_p$  и увеличивалось с плотностью  $n_e$  примерно в степени  $\alpha \sim 0,5$ . Все это настолько противоречило тогдашним представлениям о токамаках, что вызвало всеобщее возмущение и обвинения основного автора (я делал магнитные измерения) в некомпетентности, раз эти измерения привели к такому абсурду. Окружающих можно было понять, они ждали роста  $\tau_E \sim B_T^2$  (классика) либо  $\sim B_T$  («бом»), революционная неоклассика Галеева—Сагдеева, заменившая  $B_T$  на  $B_J$ , появилась только в следующем 1968 г. Ожидалась падающая зависимость от  $n_e$  (классика) либо её отсутствие («бом»), но никак не рост. Тем не менее это была реальность. Замечу, что касается точности диамагнитных измерений на Т-3, то они, как подтвердилось более поздними английскими лазерными измерениями  $T_e$ , пребывали глубоко в классе заявленной точности.

Через год, несмотря на все наши противостояния и обвинения, когда превышение энергетического времени, измеренного на Т-3 и ТМ-2, над «бомом» достигло 50, в свой доклад, представленный на Новосибирскую конференцию МАГАТЭ 1968 г. [18], Л.А. Арцимович внёс новую «еретическую» физику впервые официально, хотя и в несколько ущемлённом виде: «Для интерполяционных оценок при установленном режиме можно пользоваться также формулой  $\tau_E \sim a^2 B_p n^\alpha$ , где  $\alpha \sim 1/3$ ». В этом нет ничего необычного, именно так, как показывает опыт, поначалу в виде «интерполяционных оценок» просачиваются в жизнь правильные, но «еретические» идеи, грубо оскорбляющие чувства окружающих. Фактор  $a^2$  в окончательную формулу внёс сам Л.А. Арцимович — в таком виде она описывала лучшие режимы удержания плазмы сразу в обоих токамаках — Т-3 и ТМ-2. Как показали в дальнейшем В.С. Мухоматов и В.Г. Мережкин в ходе своих опытов на Т-11,  $a^2$  правильной было бы заменить на  $R^2 a$ , но уловить это различие на базе сравнения Т-3 и ТМ-2 не представлялось возможным: по соотношению  $R/a$  они были подобны. Однако, несмотря на некоторый консенсус и даже на прямое участие Л.А. Арцимовича в новом  $\tau_E$ -скейлинге, он ему активно не нравился, прежде всего не нравилась растущая зависимость от плотности электронов  $n_e$  ( $\sim n_e^{0,3}$  [18]), что, как ему справедливо казалось, категорически противоречило модели переноса в рамках парных столкновений, в которую он до конца дней веровал, она же, как известно, предсказывает  $\tau_E \sim 1/n_e$ . Позднее, уже после его смерти парадокс «положительных  $\alpha$ » получил объяснение в рамках идеи существования в токамаках параллельного (вдоль магнитного поля) электронного переноса в магнитных микроостровах меньше ионного ларморовского радиуса (Б.Б. Кадомцев, J.D. Callen). Такие острова могли бы быть индуцированы в объёме плазменного шнура токамака периферийными МГД-неустойчивостями («магнитный флаттер» [19]). В этом и заключалось физическое содержание новой «еретической» физики.

Не понравился новый скейлинг и Гарольду Фюрту (будущему директору PPPL) — в проекции на реактор он давал слишком мало. На Дубненском совещании по замкнутым системам 1969 г. Фюрту его представил Л.А. Арцимович как некую парадоксальность, придуманную мною. После совещания Фюрт назвал его «conservative Mirnov scaling», видимо, подчёркивая сомнительность. Потом, когда выяснилось, что скейлинг почти в точности предсказал энергетическое время для токамаков следующего поколения — Т-10 и PLT, его стали звать более уважительно — «Mirnov scaling», потом «Mirnov-like scaling», потом «GMS-scaling», что, по сути, правильно, так как в [18] он упомянут практически вскользь, а его подробное обоснование впервые изложено в статье Е.П. Горбунова, С.В. Мирнова и В.С. Стрелкова в журнале Nuclear Fusion [17]. Сегодня, когда известен «правильный феноменологический скейлинг», принятый для ИТЭРа, —  $\tau_{E,98} \sim R^{1,7} a^{1,2} B_p n^{0,4} P_H^{-0,6}$  [20], где  $P_H$  — мощность нагрева плазмы, мало меняющаяся в наших экспериментах, следует констатировать, что этот исходный GMS-скейлинг практически предвосхитил «правильный», установленный через 30 лет после него. Будучи получен в рамках одного омического нагрева, он только что не смог предсказать зависимость от  $P_H$  — для этого потребовался

другой масштаб материальных вложений, а именно порядка \$10 млрд, но он правильно указал вектор развития, что и было его основной целью. Как мог убедиться читатель, главным рабочим инструментом, использованным нами в процессе его получения, оказались развитые В.Д. Шафрановым физические представления о равновесии свободного плазменного шнура с током, окружённого проводящим кожухом, три его знаменитые формулы. Вручение участникам этой работы Государственной премии СССР 1971 г. за цикл публикаций «Получение и исследование высокотемпературной термоядерной плазмы на установках «Токамак»» позволило собрать их всех вместе на одной фотографии (рис. 3).

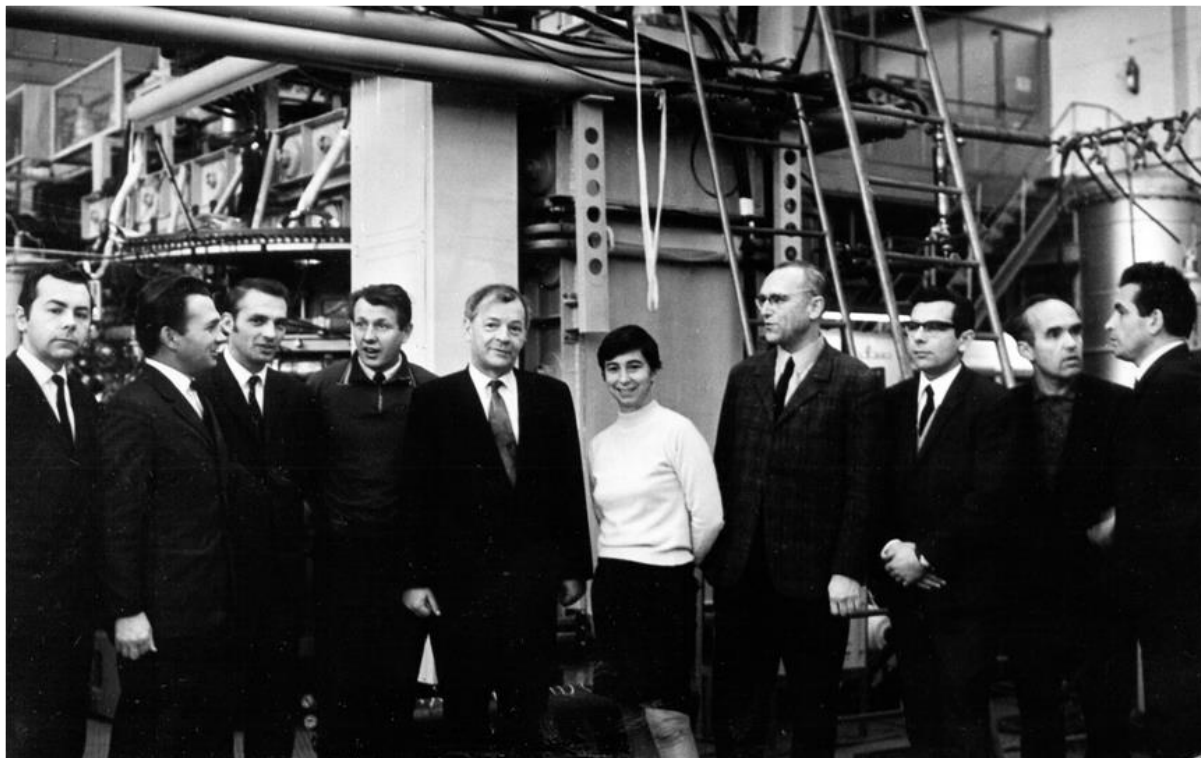


Рис. 3. Слева направо: С.В. Мирнов, Е.П. Горбунов, А.М. Ус, В.С. Стрелков, Л.А. Арцимович, К.А. Разумова, А.К. Спиридонов, В.С. Муховатов, В.Д. Шафранов, Д.П. Иванов — лауреаты Государственной премии СССР 1971 г. на фоне токамака Т-4

Но что означало замечание Л.А. Арцимовича «формулой  $\tau_E \sim a^2 B_p n^a$  можно пользоваться при установившемся режиме» [18]? Это означало следующее: измеряемое на Т-3 энергетическое время жизни  $\tau_E$  было малым в начальной фазе разряда, затем росло вслед за ростом разрядного тока, доходило до некоторого максимума и с видимой задержкой снижалось на его спаде. Удлинение импульса тока превращало максимум в подобие «плато», что и дало основание говорить о некотором «установившемся режиме» и характерном для него  $\tau_E$ . К этой фазе разряда и относился новый  $\tau_E$ -скейлинг. При этом вопрос, в чём заключается физика процесса «установления», оставался открытым. Параллельно с  $\tau_E$  в ходе разряда росла электронная температура плазмы  $T_e$  и вслед за ней и электропроводность  $\sigma$ . Связать с ними рост  $\tau_E$  выглядело заманчиво — это сулило токамакам яркое будущее. Поначалу я так и поступил. Действительно, в рамках одного разряда обе предполагаемые зависимости —  $\tau_E \sim T_e^{3/2}$  и  $\sim \sigma$  вполне удовлетворительно повторяли временной ход  $\tau_E(t)$  и, более того, абсолютные значения  $\tau_E$  были близки к скиновому времени шнура ( $\sim \sigma$ ), что делало соблазнительным объявить их равными (Л.А. Арцимович впоследствии так и сделал в своей «электронной псевдоклассике»). Были, однако, некоторыестораживающие обстоятельства. Дело в том, что задача была «математически неустойчива», а именно в условиях омического (т.е. токового) нагрева плазмы первым же следствием активности любого «агента», увеличивающего  $\tau_E$ , должен был стать рост  $T_e$  и соответственно  $\sigma$ . Различить, что было первично, а что вторично, оставаясь в рамках одного омического нагрева, на первый взгляд, не представлялось возможным. При этом на существование постороннего «агента», дирижирующего термоизоляцией, упорно указывали некоторые «косвенные улики». Во-первых, растущая зависимость  $\tau_E$  от  $n_e$ , которая не укладывалась в простую схему  $\tau_E \sim \sigma$ , и, во-вторых, обнаруженная на Т-3 так называемая «зависимость  $\tau_E$  от формы импульса разрядного тока» [16].

Дело в том, что в отличие от других токамаков схема питания индуктора Т-3 позволяла увеличивать либо снижать ток  $J_p(t)$  в ходе разряда путём попеременного включения нескольких конденсаторных батарей индуктора токамака, разумеется, оставаясь в пределах макроскопической устойчивости шнура. Учитывая, что в рамках устойчивого разряда токамака электронная температура плазмы  $T_e$  росла с током и снижалась по мере его уменьшения, то будь  $\tau_E \sim \sigma$  или  $T_e^{3/2}$ , импульсный подъём тока в пределах устойчивости шнура должен был бы приводить к росту  $\tau_E$ , а снижение — к его спаду. Все оказалось наоборот (рис. 4). Вторичный подъём тока вызывал снижение  $\tau_E$ , а понижение тока, напротив, вело к росту  $\tau_E$ . Какие макроскопические характеристики плазменного шнура могли быть затронуты подобными эволюциям  $J_p(t)$ ?

Очевидно, что первым неперенным следствием импульсного изменения тока в условиях, когда плазменный шнур уже приобрёл достаточно высокую электропроводность, из-за неизбежного скинирования токовых добавок должно было бы стать изменение плотности тока вблизи границы шнура. А именно всякое импульсное увеличение

$J_p(t)$  обязано сопровождаться видимым уплощением профиля тока  $j(r)$  по  $r$ , а уменьшение — обострением. Интегральная характеристика токового распределения по сечению шнура — его внутренняя индуктивность  $l_i$ . Таким образом, рост полного тока в ходе разряда обязан сопровождаться её одновременным снижением, а спад, напротив, увеличением, коль скоро характерное время скинирования  $4\pi\sigma a^2/c^2$  окажется больше или сравнимо с характерным временем эволюции  $J_p(t)$ , что, как правило, с большим запасом соблюдается в токамаках. Легко показать [16], что  $l_i$  в токамаке практически однозначно связана с такой важной характеристикой замкнутой магнитной конфигурации, как магнитный шир, усреднённый по сечению шнура, —  $\langle r d \ln q / dr \rangle_r$ , т.е. с перекрещенностью магнитных силовых линий, которая, как известно, должна являться основным потенциальным препятствием для развития магнитогидродинамических (МГД) возмущений поперёк магнитного поля. В частности, при равномерном распределении тока по сечению шнура ( $l_i = 0,5$ ) магнитный шир отсутствует, все магнитные силовые линии имеют один угол вращательного преобразования и соответствующие резонансные возмущения, совпадающие по геометрии с замкнутыми на себя силовыми линиями, способны практически беспрепятственно перемещаться по всему сечению плазменного шнура, не пересекая, а лишь «раздвигая» магнитные силовые линии. По мере обострения профиля тока, когда  $l_i$  растёт (при параболическом профиле  $l_i = 1$ ), возникает «перекрещенность» силовых линий и соответственно локализуются зоны возможного развития магнитных резонансных возмущений («магнитные острова»). В [16] был использован тот факт, что динамику увеличения усреднённого шира  $\langle r d \ln q / dr \rangle_r$  по мере роста  $l_i$  можно описать в первом приближении как  $\langle r d \ln q / dr \rangle_r \sim l_i - 0,5$ . Решение системы из упомянутых трёх уравнений, связывающих измеряемые магнитные потоки с интегральными характеристиками плазменного шнура, позволяло следить одновременно как за поведением  $\beta_l(t)$ , так и  $l_i(t)$  в процессе разряда. Дилемма, возникшая уже в первых опытах на Т-3 [10], какой из этих параметров нёс ответственность за нарастающий сдвиг плазменного шнура наружу в ходе разряда (3), разрешилась тривиальным образом — «виноваты» были оба, т.е. удержание плазмы ( $\beta_l$ ) улучшалось по мере сужения профиля тока вплоть до достижения некоторого «плато», которое и означало «установившийся режим». При этом видимый рост  $l_i$  одновременно означал и рост магнитного шира.

Что касается фазы формирования разряда, то ещё в самом начале моей работы на токамаках Л.А. Арцимович поручил мне решить некую математическую задачу, близкую к реалиям начальной фазы разряда в Т-3, а именно оценить эффект скинирования нарастающего тока в цилиндрическом шнуре с нарастающей во времени электропроводностью плазмы. Задача свелась к решению нелинейного дифференциального уравнения диффузионного типа в частных производных, что номинально входило в мою компетенцию, как молодого специалиста — выпускника МФТИ. Мне удалось решить её аналитически

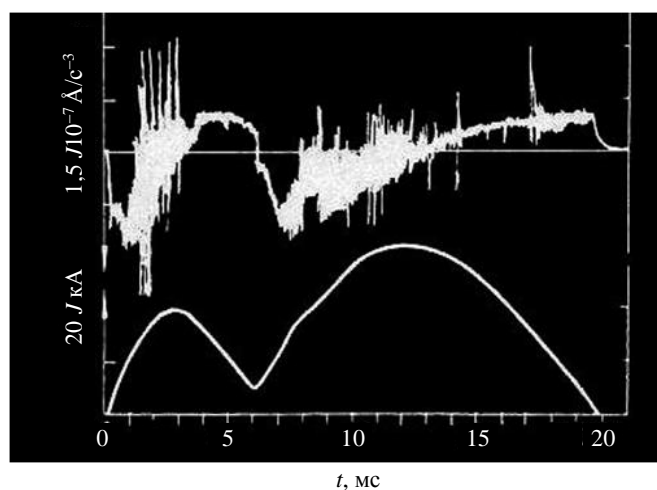


Рис. 4. Т-3, осциллограммы тока  $J(t)$  и его производной в специальном разряде с двумя нарастаниями тока

для одного частного случая совместного нарастания тока и средней по сечению электропроводности плазмы, достаточно близкого к тому, что наблюдалось экспериментально в начальной стадии разряда Т-3. Оказалось, что на протяжении всей фазы подъёма тока его распределение по радиусу  $r$  обязано было оставаться почти равномерным, лишь с незначительными признаками скинирования вблизи границы, т.е. на протяжении всей фазы формирования шнура средний магнитный шир должен был быть мал. Далее на «квазистационарной фазе разряда» ток диффундировал в более горячую центральную зону и шир соответственно возрастал. Тем самым резонным становилось предположение, что именно ростом магнитного шира обусловлен наблюдаемый рост  $\tau_E$ . Окажись это так, то становились понятными все те эволюции  $\tau_E$ , которые происходили по мере изменения «формы импульса разрядного тока». Таким образом, предположение, что ключевым «агентом», определяющим поведение  $\tau_E$  в процессе разряда Т-3, был магнитный шир, получало достаточно веские основания [16]. Сегодня это не вызывает удивления. В частности, максимально достижимые значения  $\beta_l$  растут примерно пропорционально  $l_i$  [20]. Не вызывало оно серьёзных возражений уже и тогда. Именно это Л.А. Арцимович и подразумевал в своём замечании — «в установившемся режиме» [18].

Следующим логическим шагом должно было стать выяснение конкретного механизма связи  $\tau_E$  и магнитного шира. Казалось, что некоторое указание на природу такого механизма давали вспышки «высокочастотных» ( $>3$  кГц) колебаний полоидального (токового) магнитного поля (см. рис. 4), которые регистрировались поясом Роговского и магнитными зондами в ходе нарастания разрядного тока [16]. Колебания эти имели две характерные особенности: во-первых, их амплитуда мало зависела от  $q(a)$  — запаса устойчивости на границе шнура, и, во-вторых, они определённо провоцировались нарастанием тока (уменьшением  $l_i$ ). Обсуждения с окружающими, в том числе с В.Д. Шафрановым, поначалу не обнаружили каких-либо других достойных кандидатов на их роль, кроме модной на тот момент тиринг-неустойчивости [21]. Однако было не ясно почему рост  $l_i$  вызывает их подавление. Эти опыты были описаны мною в препринте ИАЭ 1968 г. «Исследование зависимости  $\tau_E$  от формы импульса разрядного тока в Т-3», а затем по настоянию В.С. Муховатова опубликованы в журнале Nuclear Fusion (1969 г.). Полученные результаты вызвали определённое возбуждение среди заинтересованной общественности. Колебания назвали «колебаниями Мирнова». Возбуждение ещё более усилилось, когда примерно через год В.Д. Шафранов, как мне показалось, вдохновлённый Л.А. Арцимовичем, опубликовал свою знаменитую работу по условиям идеальной МГД-устойчивости границы плазменного шнура токамака [6]. Для меня её главная привлекательность состояла в том, что она однозначно связывала МГД-устойчивость границы шнура с магнитным широм центральных областей.

Если винтовые возмущения границы представлять в виде  $\xi(r, \theta, \varphi, t) = \xi(r)\exp(i\omega t + m\theta - n\varphi)$ , где  $r$  — координата по малому радиусу шнура;  $\omega$  — круговая частота возмущений;  $\theta$  — полоидальный угол;  $\varphi$  — тороидальный;  $m$  и  $n$  — целые числа, характеризующие винтовую структуру возмущений, то согласно [6] пока шир мал ( $l_i \approx 0,5$ ), граница шнура токамака даже в идеальном приближении бесконечной электропроводности плазмы принципиально неустойчива по отношению ко всем целочисленным резонансным винтовым возмущениям  $m$ , как только соответствующее целочисленное значение  $nq(a) = m$  окажется вне границы шнура. При этом нарастающая деформация границы должна иметь характер бегущей во времени поверхностной волны, что фактически и наблюдалось. Стабилизирующими факторами по отношению к этой винтовой неустойчивости границы шнура могли стать либо магнитный шир ( $l_i > 0,5$ ), либо приближенная к ней проводящая стенка камеры токамака. Сделанные В.Д. Шафрановым абсолютные оценки указывали на то, что уже параболического распределения тока ( $l_i \sim 1$ ) было бы достаточно, чтобы стабилизировать все высокие граничные моды  $m = q(a)$  вплоть до 3, что также наблюдалось экспериментально на всех тогдашних токамаках (Т-3, ТМ-3, Т-5). При этом становилось понятным, почему в фазе формирования разряда плотность тока остаётся почти постоянной по сечению шнура на протяжении всего подъёма  $J_p(t)$  — возникающие в ходе его нарастания скиновые добавки плотности тока, локализуясь на краю шнура и тем самым понижая его шир, делают границу шнура принципиально неустойчивой. Их разрушение, способствующее проникновению тока внутрь шнура, должно её стабилизировать, поддерживая в итоге примерное постоянство его плотности по сечению, т.е. удерживать  $l_i$

на грани  $\sim 0,5$  — условия неустойчивости всех винтовых возмущений границы с последовательно снижающимися целочисленными  $m = nq(a)$ .

Следуя этой логике, естественно было предположить, что по мере снижения скорости нарастания  $J_p(t)$  между наиболее опасными целочисленными  $nq(a)$  могут возникнуть зоны повышенной устойчивости по отношению к винтовым возмущениям границы. Опыты, проведённые нами с И.Б. Семеновым на Т-3А [22], подтвердили это предположение. На рис. 5 для одного из таких экспериментов с нарастающим током  $J_p(t)$  от макроскопически устойчивого режима с  $q(a) \sim 4$  до большого срыва при  $q(a) \sim 2$  последовательно представлены временной ход  $J_p(t)$ , поведение «шафрановского смещения» границы шнура ( $\Delta_R J_p$ ) и амплитуды магнитных возмущений  $b_\theta \sim dB_p/dt$  на границе шнура, измеряемых магнитными  $B_\theta$ -зондами (их максимальные абсолютные значения составляли при этом 1—3% от поля тока  $B_\theta$ ). Там же в относительных единицах приведены их распределения по  $\theta$  для двух характерных моментов развития возмущений с  $m = 4$  и  $m = 3$  (значение  $n$  во всех наблюдаемых случаях было равно 1). Соответствующие значения  $q(a)$  оказались вблизи 4, 3 и 2, как и предсказывались В.Д. Шафрановым.

Последовательное развитие возмущений  $m = 4$ ,  $m = 3$  и  $m = 2$  отчётливо обнаружило существование между ними «окон устойчивости», как также предсказывалось его теорией. При этом оказалось, что если ток  $J_p$  удаётся удерживать в таком «окне», то разряд может продолжаться квазистационарно без видимого ограничения во времени, пока хватает магнитного потока индуктора. Практически для Т-3А это означало возможность подъёма  $J_p$  примерно в 1,5 раза (снижая  $q(a)$  от  $\sim 3,5$  до  $\sim 2,5$ ), что было весьма благополучно воспринято Л.А. Арцимовичем.

Шло лето 1969 г., осенью в Дубне намечалось известное Совещание по замкнутым системам. Реакция В.Д. Шафранова на новости с Т-3А оказалась ещё более острой. Собираемся ли мы докладывать этот результат в Дубне? Мы с И.Б. Семеновым намеревались представить туда скромное диагностическое сообщение о методике корреляционных измерений магнитных колебаний  $B_\theta$ -зондами на Т-3А, где в качестве примера приводили отдельные случаи таких измерений, в частности, рис. 5 и некоторые комментарии к нему. Программа Совещания была плотно насыщена рядом сенсационных сообщений, в частности, отчётом о совместном англо-советском лазерном эксперименте, и попасть в неё наша диагностическая работа, по моим оценкам, имела мало шансов. Я объяснил это В.Д. Шафранову. В Программном комитете за токамаки отвечал Б.Б. Кадомцев. В.Д. Шафранов тут же направился со мной к нему. Тот стал смущённо успокаивать нас: «Ну что здесь интересного, какие ещё могут быть возмущения в токамаке, кроме винтовых?» — «Как?» Ни до, ни после я не видел В.Д. Шафранова в таком возбуждённом состоянии. Полагаю, что Б.Б. Кадомцев был изумлён не менее меня и, конечно же, тут же заверил нас, что наш доклад обязательно будет включён в Программу. Б.Б. Кадомцева можно было понять: в то время на токамаках господствовала некая феноменологическая «модель Арцимовича», согласно которой видимая МГД-активность границы являлась всего лишь отражением катаклизмов в центре шнура вследствие нарушения «локального критерия Шафранова—Крускала  $q(r) > 1$ », т.е. она должна была представлять собой явление вторичное, а потому незначительное. Интуиция физика подсказывала Л.А. Арцимовичу, что существование в центре мощного резонанса  $q(r) = 1$  не может пройти безнаказанно, и он был безусловно прав. Магнитные измерения  $l_i$  в «устойчивых» режимах Т-3А давали значения от 1 до 1,5. При существовавших тогда реальных  $q(a) = 3—4$  на границе  $q(0)$  в центре должно было быть близко к 1, т.е. к нарушению «локального критерия  $q(r) > 1$ ». В действительности так оно и оказалось впоследствии,

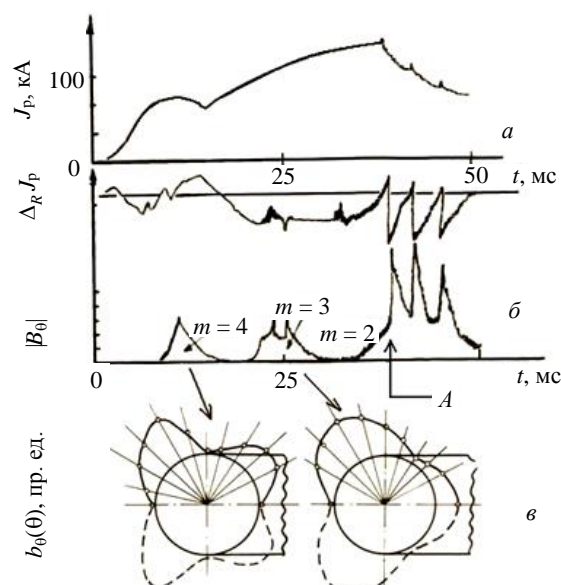


Рис. 5. Т-3А, эксперимент с нарастающим током  $J_p(t)$ , временной ход  $J_p(t)$  (а), временной ход шафрановского смещения границы шнура  $\Delta_R J_p(t)$  (положительные смещения — наружу, отрицательные смещения — внутрь) (б), амплитуды магнитных возмущений  $b_\theta(t)$ , их распределения по  $\theta$  в произвольных единицах для двух характерных моментов развития возмущений с  $m = 4$  и  $m = 3$  (значение  $n$  во всех наблюдаемых случаях равно 1) (в)

но заранее никто не мог предположить возможности развития вблизи  $q(r) = 1$  пилообразных колебаний — аналога «регулятора Уатта», не позволяющего накапливать на оси чрезмерно высокую, а потому опасную плотность тока. Работой [6] В.Д. Шафранов открыл как самостоятельное явление подпространство внешней МГД-активности, в некоторых случаях инициирующей внутреннюю, а в некоторых ею провоцируемое. Наиболее контрастно эта двойственность проявилась в развитии динамики большого срыва, в которой внешняя МГД-активность играет одну из ведущих ролей.

По традиции срывы делят на малые, в ходе которых ток  $J_p$  либо не меняется, либо почти не меняется, и большие, когда ток  $J_p$  полностью распадается, иногда за миллисекунды. Как показали наши более поздние исследования [23], в первом случае примеси — продукт взаимодействия плазмы со стенками разрядной камеры — проникают только в периферийную зону шнура (до  $a/2$ ), при этом центр остаётся ими не затронут. Во втором ионы тяжёлых примесей с периферии втягиваются в центр мощной конвективной неустойчивостью, похожей на идеальную винтовую моду типа «вакуумных пузырей» Кадомцева—Погуце [24]. Внешне это похоже на перестановочную неустойчивость, локальную в первом случае и глобальную во втором. На рис. 5, например, случаем типичного малого срыва является развитие возмущения  $m = 3$  и его стабилизация. Большой срыв начинается с развития  $m = 2$  и завершается последующими катастрофическими явлениями (стрелка А). Эти последствия большого срыва типичны для всех токамаков — резкий спад полной энергии (срыв  $\Delta_R J_p(t)$ ) и короткий положительный выброс  $J_p(t)$ , качественно свидетельствующий о потере полоидального магнитного потока плазменного шнура. (Заметим, что импульс  $\Delta J_p(t)$ , измеряемый, как на рис. 5, поясом Роговского, расположенным вне проводящей камеры, существенно ослаблен её влиянием, реально он достигает 10—20% от  $J_p(t)$ .) Оба эти явления свидетельствуют о резком расширении токового канала. Что стало причиной этого? Откуда началась катастрофа, с границы шнура или из центра? Рис. 5, как будто бы однозначно, указывал на то, что началу большого срыва предшествовало развитие внешней активности  $m = 2$ . Но, следуя «концепции Арцимовича», всё видимое развитие внешней активности должно было быть отражением некоторой предшествующей МГД-активности вблизи  $q(r) = 1$ . Для разрешения этой дилеммы требовался некий надёжный индикатор внутренней МГД-активности. В итоге размышлений и обсуждений с окружающими (прежде всего с В.С. Мухоматовым) я остановился на мягком рентгеновском излучении (1—10 кэВ) центральных областей шнура, электронная температура которых уже достигала 1 кэВ. Первый детектор, применённый нами на Т-4 (следующая модификация Т-3А) состоял из простого органического сцинтиллятора и ФЭУ. От вакуума и плазмы его отделяла уплотнённая индием алюминиевая фольга толщиной всего лишь 20 мкм. Это был ключевой и наиболее рискованный элемент эксперимента, потребовавший от лаборантов Т-4 «золотых рук» и поистине ювелирной точности — прорыв фольги мог разом погубить все вакуумные насосы токамака.

По оценкам окружающих наша попытка не имела шансов на успех. Каково же было их и мое удивление, когда чуть ли не в первом рабочем импульсе Т-4 мы получили из центра шнура мощный сигнал мягкого рентгена (SXR), соответствующий, как тут же показали измерения его поглощения с помощью фольг, электронной температуре 1400 эВ. Дело было в том, что попутно мы встретились с новым физическим явлением — концентрацией тяжёлых примесей (на Т-4 это был вольфрам) вблизи оси шнура [25]. Аккумуляция тяжёлых примесей в зоне наблюдения примерно в 100 раз увеличила интенсивность SXR, подняв SXR-сигнал, по крайней мере, на порядок над уровнем фона и обеспечив тем самым успех измерений. Их главным результатом оказалось то, что в режиме с большим срывом, аналогичным приведённому на рис. 5, предшествующее ему развитие винтовых возмущений  $m = 3$  и  $m = 2$  начиналось на фоне «спокойного центра», т.е. явно не провоцировалось внутренней МГД-активностью. И напротив, казалось, что именно внешняя винтовая неустойчивость являлась инициатором большого срыва. Наша с И.Б. Семеновым работа на эту тему [26] была представлена В.Д. Шафрановым на Конференции МАГАТЭ в Мадисоне (1971 г.) и имела заметный резонанс. В Принстоне Ш. фон Гёлер с коллегами начали аналогичные SXR-эксперименты по исследованию внутренней МГД-устойчивости на токамаке ST. Как известно, именно они впоследствии обнаружи-



ли и идентифицировали вблизи  $q(r) = 1$  «пилообразные колебания» — релаксационную форму развития винтового возмущения  $m = 1/n = 1$  [27], периодически прерывающуюся внутренними срывами. Сравнительно безобидные последствия этой активности  $m = 1$  и наши эксперименты на Т-4, казалось бы, окончательно закрывали «концепцию Арцимовича».

### БОЛЬШОЙ СРЫВ В ТОКАМАКЕ КАК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВНЕШНЕЙ (В.Д. ШАФРАНОВ) И ВНУТРЕННЕЙ (Б.Б. КАДОМЦЕВ) МГД-АКТИВНОСТИ

Следуя известной модели Б.Б. Кадомцева [28], внутренний срыв должен начинаться с развития идеальной винтовой моды  $m = 1$ , дестабилизированной градиентом давления вблизи  $q(r_s) = 1$  [29]. Это развитие пресекается неустойчивостью, сходной с тиринг-модой, а именно магнитным перезамыканием и «перемешиванием» с образованием в центре шнура локального магнитного острова.

Прогресс в измерениях SXR и электронной циклотронной эмиссии (ECE) позволил экспериментаторам наблюдать эти процессы в деталях. В частности, стало возможно уверенно разделять идеальную и тиринг-моду, используя то обстоятельство, что характерные для идеальной моды правильные синусоидальные колебания возмущённых плазменных параметров ( $T_e$ ,  $n_e$ ) при её переходе в тиринг-моду становятся асимметричными с появлением участков типа «плато» под влиянием образования магнитных островов. Для внешней МГД-активности такой переход наблюдался впервые Ш. фон Гёлером при развитии малого внешнего срыва  $m = 2$  вблизи  $q(r_s) = 2$  на токамаке ST [30]. Следуя [30], малый срыв, локализованный у границы шнура, т.е. не приводящий к какой-либо значительной перестройке в центре ST, начинался, подобно внутреннему, с идеальной винтовой неустойчивости типа шафрановской поверхностной волны  $m = 2$ , переходящей в ходе магнитного перезамыкания в тиринг-моду с образованием магнитного острова и последующим постепенным затуханием магнитных возмущений. Такая динамика кажется очевидной — в общем случае развитие магнитных островов обязано уменьшать плазменные градиенты, устраняя тем самым исходные причины МГД-неустойчивостей, что завершается их стабилизацией подобно тому, как это происходит с возмущением  $m = 3$  на рис. 5. В этом смысле о тиринг-моду можно было бы говорить, как о стабилизирующем факторе по отношению к идеальной винтовой неустойчивости. Что отличает большой срыв от этой относительно благополучной ситуации малого срыва?

Прогресс в области записи информации позволяет сегодня рассмотреть в деталях временную динамику процессов, предшествующих, а затем развивающихся в ходе большого срыва. На рис. 6 с временным разрешением 1 мкс представлено поведение трёх основных индикаторов, описывающих динамику большого срыва в Т-11М — токамаке с проводящим кожухом, близким по параметрам к Т-3А: SXR из центра в качестве индикатора внутренней МГД-активности,  $\Delta_R J_p(t)$  как индикатор эволюции полной энергии — тепловой и магнитной и  $\Delta J_p(t)$  — скачок тока  $J_p(t)$ , являющийся индикатором потери полоидального магнитного потока внутри шнура (за столь короткое время полный магнитный поток внутри металлической разрядной камеры не успеет заметно измениться).

Этот мощный (до 10—20% от  $J_p(t)$ ) положительный импульс тока  $\Delta J_p(t)$ , измеряемый поясом Роговского, установленным внутри разрядной камеры вблизи стенки и позволяющим оценить потерю полоидального магнитного потока, справедливо считается главной отличительной особенностью большого срыва.

Но как можно видеть на рис. 6, за 200 мкс до этого важного события, почти следуя «концепции Арцимовича», происходит распад центра (резкий спад SXR), в современных терминах — «быстрый тепловой срыв». Используя в опытах на Т-4 четыре симметричных SXR-канала наблюдений (два горизонтальных и два вертикальных), мы с

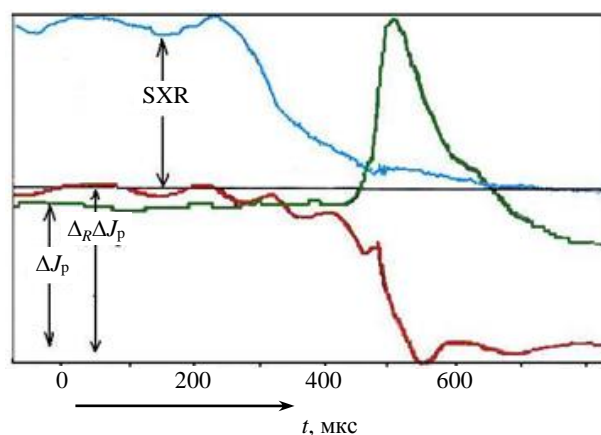


Рис. 6. Поведение трёх основных индикаторов, описывающих динамику большого срыва в Т-11М: SXR из центра в качестве индикатора внутренней МГД-активности,  $\Delta_R J_p(t)$  как индикатор эволюции полной энергии — тепловой и магнитной и  $\Delta J_p(t)$

И.Б. Семеновым обнаружили [31], что этот распад происходит не симметрично по  $\theta$  ( $m = 0$ ), а вместе с мощным возмущением  $m = 1$ .

Иногда, хотя и редко, «тепловой срыв» не завершается большим срывом («глубокий предсрыв», «giant sawteeth», «internal reconnection»), «задерживаясь» на некоторой промежуточной стадии, что позволяет оценить масштаб разрушения им центральной зоны шнура. Оказалось, что «разрушению» подвергается при этом не только область SXR вблизи  $q(r_s) = 1$ , как это происходило в случае развития пилообразных колебаний, а и вся центральная зона вплоть до  $q(r_s) = 2$ . Очевидно, что это указывает на развитие некой другой формы винтового возмущения  $m = 1$ , радикально отличной по последствиям от моды  $m = 1$ , наблюдаемой в ходе пилообразной активности. В чём может быть их различие? Оно может состоять в амплитуде «задающего» возмущения  $m = 1$  — следствия развития идеальной винтовой моды. Как было показано в [32], характер разрушения магнитной конфигурации токамака в зоне сингулярной поверхности под действием наложенного извне резонансного магнитного возмущения может меняться пороговым образом в зависимости от его амплитуды. В случае развития идеальной моды амплитуда вызванного ею магнитного возмущения будет определяться всей полной энергией, аккумулированной в центре плазменного шнура, в отличие, например, от классической тиринг-моды, где уровень возможного резонансного возмущения будет ограничен лишь градиентом тока  $j(r)$  вблизи резонансной поверхности. Тем самым магнитное возмущение, вносимое развитием идеальной моды в центре, можно рассматривать как некий самостоятельный параметр, способный по мере роста полной энергии, заключённой в центре, менять характер разрушения магнитной конфигурации вблизи сингулярной поверхности. Предположение это выглядит тем более правдоподобно, что, как, например, явствует из рис. 5 (стрелка  $A$ ), развитию большого срыва, очевидно, предшествовал рост параметра  $\Delta_R J_p(t)$  — индикатора полной энергии, заключённой в плазменном шнуре.

В качестве количественной характеристики амплитуды винтовых возмущений обычно рассматривают абсолютные значения вносимых ими локальных возмущений магнитных полей  $\Delta b_\theta$  положительного и отрицательного знака по отношению к полю тока  $B_\theta$ . Следуя Б.Б. Кадомцеву и О.П. Погуце [24], в условиях резонансных винтовых возмущений, развивающихся вблизи сингулярных магнитных поверхностей с  $q(r_s) = m/n$ , правильнее сравнивать вносимые возмущения  $\Delta b_\theta$  уже не с  $B_\theta$ , а с так называемым «вспомогательным» (или «магнитным полем шира»)  $B_\theta^* = -B_\theta(d\ln q/dr)\delta r$ , где  $\delta r$  — отклонение от сингулярной магнитной поверхности по  $r$ . (В случае «классического положительного» шира, когда  $dq/dr > 0$ , отклонение  $\delta r$  наружу от  $r_s$  положительно, а внутрь — отрицательно.) Пока  $\Delta b_\theta$  вблизи  $r_s$  мало по сравнению с «полем шира», вокруг областей с отрицательной модуляцией токов возмущения образуются характерные для тиринг-моды магнитные острова в виде семейства замкнутых магнитных поверхностей — так называемые О-точки. При этом более горячие области с положительной модуляцией токов возмущения оказываются в области разрушенных магнитных поверхностей (так называемые Х-точки), т.е. в зоне высокого переноса тепла вдоль магнитного поля, что способствует их активной диссипации и тем самым обеспечивает квазистационарность существования режима пилообразных колебаний. Принципиально другая ситуация возникает, как только поле  $\Delta b_\theta$  превысит «поле шира».

Зоны положительной либо отрицательной модуляции тока  $J_p$  в первом приближении можно представить в виде некоторых винтовых токовых «жгутов» с радиусом  $\delta a$ , со средней плотностью тока  $\pm j$  и магнитным полем  $\Delta b_\theta$  на границе «жгута», равным  $0,2\pi j \delta a$ . Если такой «положительный жгут» с током поместить на  $r_s$  (т.е.  $\delta a \approx \delta r$ ), то становится возможным количественное сравнение внесённого поля возмущения  $\Delta b_\theta$  с «полем шира». А именно  $\Delta b_\theta$  превысит «поле шира», как только  $j$  превысит величину  $B_\theta(d\ln q/dr)/0,2\pi$ . Это означает, что при дальнейшем увеличении  $j$  в области бывшей Х-точки образуется новая замкнутая магнитная конфигурация — «горячая» О-точка с положительной модуляцией тока возмущения («положительные магнитные острова» [32]). Графические изображения соответствующих магнитных полей  $B_\theta^*$ , резонансной поверхности  $q(r_s) = m$  (пунктир) и винтовых токовых «жгутов» (малые  $\ominus$ ,  $\oplus$ ) представлены на рис. 7, а. Большой  $\oplus$  — магнитное поле основного тока. На рис. 7, б изображена схема магнитного рас-

щепления вблизи сингулярной магнитной поверхности в случае обычной тиринг-моды, на рис. 7, *в* — в случае, когда возмущение превысит пороговое значение [32].

Следует ожидать, что, как всякую замкнутую магнитную конфигурацию, новую О-точку должно отличать улучшенное удержание в ней горячей плазмы. Но такие «положительные» токовые жгуты принципиально не равновесны по  $r$  — со стороны «поля шира» на них действует сила, направленная наружу и при этом возрастающая по мере их дрейфа по  $r$ . Однако снаружи они окружены слоем горячей замагниченной плазмы. Их дрейф наружу обязан индуцировать в ней токи противоположного знака и соответствующие им градиенты давления, которые будут препятствовать свободному расширению по  $r$  подобных «жгутов» вплоть до момента, пока те не «взорвутся», оказавшись «жертвой» магнитного перезамыкания, подобно тому, как это происходит при развитии внутреннего срыва.

Подобные относительно долгоживущие метастабильные «горячие пятна SXR» с винтовой геометрией  $m = 1/n = 1$  иногда наблюдают в токамаках с низким магнитным широм (например, [33]). По всем признакам именно они — главный кандидат на роль  $m = 1$  возмущения второго типа, определяющего динамику быстрого теплового срыва «почти по Арцимовичу». Условие их возникновения — чрезмерно высокая исходная плотность тока в центре шнура и соответственно в центре исходного «жгута» идеальной винтовой моды  $m = 1$ . Главное последствие их развития, как уже указывалось, — разрушение магнитного шира центральных областей вплоть до  $q(r_s) > 1$  ( $3/2$  или  $2$ ) и вторичное — возбуждение во внешней оболочке шнура индуцированных центром винтовых возмущений.

Какова роль внешней (шафрановской) МГД-активности в этой цепочке событий? На рис. 8 для случая большого срыва, представленного на рис. 6, показана временная развёртка визуализированной картины  $B_\theta$  — магнитной активности границы токамака, построенная на основании значений магнитных возмущений  $b_\theta(\theta, t)$ , измеряемых цепочкой из 24  $B_\theta$  — магнитных зондов, расположенных в одном из тороидальных сечений Т-11М. Яркость свечения локальных областей по  $\theta$  и  $t$  модулирована амплитудой возмущений  $b_\theta(\theta, t)$ . Светлые области соответствуют максимальным по амплитуде положительным модуляциям  $b_\theta$ , совпадающим по направлению с полем тока  $B_\theta$ , тёмные — ему противоположным [34]. По вертикали отложен полоидальный угол  $\theta$ , при этом  $\theta = 0$  соответствует наружному обводу тора, а  $\theta = 180^\circ$  — внутреннему. Для удобства сравнения на визуализированную картину  $b_\theta(\theta, t)$  наложены кривые рис. 6.

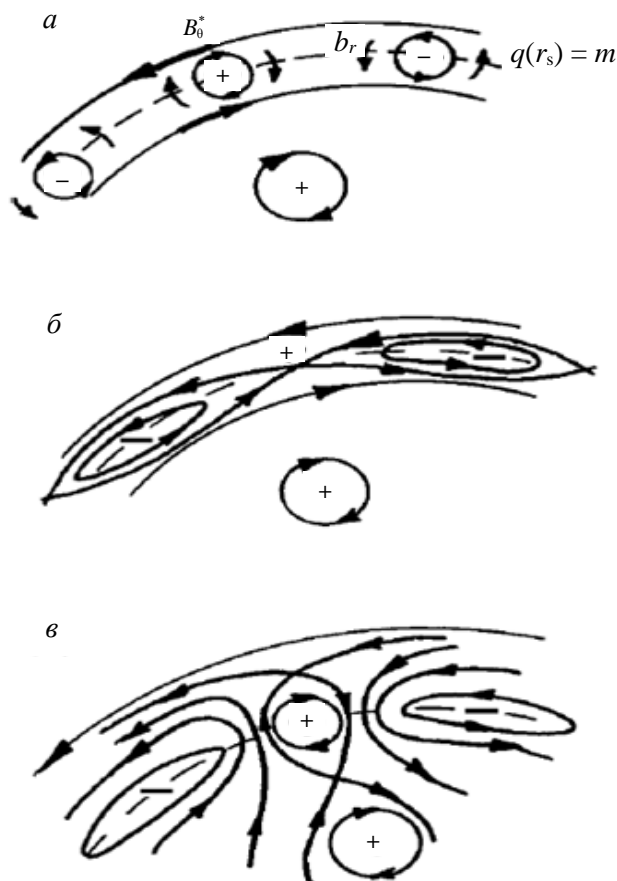


Рис. 7. Графические схемы магнитных полей, токов возмущения (*а*) и расщепления магнитных поверхностей вблизи резонансной поверхности  $q(r_s) = m$  при «малом» (*б*) и «большом» резонансном магнитном возмущении (*в*)

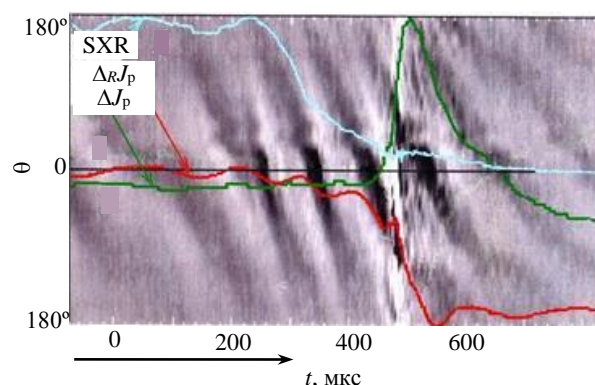


Рис. 8. Токамак Т-11М. Визуализация магнитных возмущений в ходе большого срыва

Если в любой выбранный момент времени  $t$  на рис. 8 провести вертикальную прямую, то по количеству пересекаемых ею максимумов (светлых областей) или минимумов (тёмных) можно определить номер  $m$  соответствующих винтовых магнитных возмущений границы. Можно видеть, что до «теплого срыва» и в ходе него доминирующим возмущением является  $m = 2$ . Его нарастание пресекается короткой вспышкой мелкомасштабных магнитных возмущений, завершающейся рождением хорошо различимого доминирующего возмущения  $m = 3$ . Тем самым мы оказываемся свидетелями магнитного перезамыкания внешних МГД-возмущений  $m = 2$  в  $m = 3$ . Заметим, что короткая вспышка высокочастотных электромагнитных возмущений характерна для всех случаев магнитного перезамыкания, наблюдаемых в токамаке. В случае пилообразной активности они доходят до внешнего наблюдателя в виде коротких «гонгов», в случае внешнего малого срыва при переходе идеальной моды в тиринг с образованием магнитного острова — существенно более мощной, но тоже краткой вспышкой  $b_0$  (значение  $m$  при этом не меняется) и в случае большого срыва — мощнейшей вспышкой  $b_0$  с увеличением  $m$ .

Изменение внешней магнитной активности с  $m = 2$  в  $m = 3$  в ходе развития большого срыва было впервые обнаружено В.Г. Мережкиным [35] на Т-6, а сопутствующее этому переходу магнитное перезамыкание можно было наблюдать уже в опытах на Т-3А [22]. В частности, на рис. 5, б можно видеть, как в момент развития большого срыва новая мощная вспышка магнитной активности пресекает регулярные колебания  $m = 2$  (см. рис. 5, б, стрелка А). Тот факт, что эта новая активность не обнаружила каких-либо видимых пространственных корреляций [22], мог свидетельствовать о мгновенной турбулизации плазменного шнура и рассматриваться в качестве основного механизма большого срыва. Переход  $m = 2$  в  $m = 3$ , обнаруженный В.Г. Мережкиным, давал большому срыву альтернативную интерпретацию. Магнитная визуализация (см. рис. 8) внесла ясность в этот вопрос, разделив по времени эти важные явления.

Возвращаясь к роли внутренней МГД-активности в развитии большого срыва, следует обратить внимание на рис. 6 на слабые синусоидальные модуляции, наблюдаемые непосредственно до «теплого срыва» на кривых  $\Delta_R J_p(t)$  и  $SXR(t)$ . Легко видеть, что они совпадают по частоте с колебаниями  $b_0(t)$ . Но между ними существует важное отличие. Если колебания  $\Delta_R J_p(t)$  и  $b_0(t)$  имеют структуру  $m = 2$  внешней МГД-активности, то геометрия возмущений  $SXR(t)$ , как показали корреляционные измерения, соответствует внутренней структуре  $m = 1$ . Иными словами, непосредственно перед большим срывом внешняя и внутренняя МГД-активности приходят в резонанс. Динамика установления этой связи, как показали многочисленные наблюдения, носит нелинейный, пороговый характер, а именно резонанс возникает лишь после того, как амплитуда внешней активности  $m = 2$  превысит некоторый предел. Именно эта их особенность и легла в основу нашего первоначального заключения, что большой срыв инициируется внешней МГД-активностью. Сегодня, в эпоху консенсусов, это утверждение следовало бы скорректировать так: «рост внешней МГД-активности по мере достижения некоторого критического предела дестабилизирует центральную зону плазменного шнура, инициируя тем самым активность  $m = 1$  второго рода, а с ней большой срыв».

Возможны, по крайней мере, два механизма инициирования возмущения  $m = 1$  второго рода внешней МГД-активностью. Самым прямым является охлаждение периферии шнура за счёт развития малого срыва  $m = 2$  либо  $m = 3$ , переходящего в  $m = 2$ . Известно, что образующиеся в малом срыве ионы примесей способны проникать в плазменный шнур примерно на половину малого радиуса [23]. Вызванное ими охлаждение периферии способно инициировать диффузию тока в центр, создавая там необходимую предпосылку для развития  $m = 1$  второго рода и быстрого теплового срыва (например, TFTR [36]). Другой, более сложный путь (он, очевидно, реализуется в случае, приведённом на рис. 5 и 6) состоит в том, что, как неоднократно наблюдалось многими исследователями, колебание  $m = 1$  в центральной зоне шнура, индуцированное внешним возмущением  $m = 2$ , обладает способностью подавлять пилообразную активность, т.е. блокировать «регулятор Уатта». Плотность тока в центре начинает постепенно расти, превышая допустимый уровень, и завершается тем же «тепловым срывом».

Как было документально подтверждено опытами на токамаке MAST [37], «быстрый тепловой срыв», провоцирующий развитие большого срыва, сопровождается одновременным уплощением

распределения тока в центральной части шнура и соответственно падением там магнитного шира, как этого и следовало ожидать при конвективном переносе плазмы. Но согласно В.Д. Шафранову [6] потеря магнитного шира в центральной области шнура должна дестабилизировать граничные моды. Действительно, рис. 8 демонстрирует, как в ответ на «тепловой срыв» происходит резкий рост магнитной активности на границе: сначала это  $m = 2$ , затем уже упомянутый «всплеск» магнитного перезаключения и вспышка  $m = 3$  активности — непосредственный индикатор расширения токового канала. Как уже отмечалось, короткий положительный импульс  $\Delta J_p(t)$  — реакция электромагнитного контура плазменного шнура на потерю внутреннего магнитного потока — почти полностью экранирован для внешнего наблюдателя отрицательным током, текущим по разрядной камере. Его внешнее свидетельство — известный со времён первых опытов на токамаках [9] отрицательный импульс напряжения  $V(t)$ , традиционно измеряемый круговым витком, расположенным снаружи на поверхности разрядной камеры.

Таким образом, большой срыв токамака при внимательном рассмотрении представляет собой довольно причудливую интерференцию внешней и внутренней МГД-активностей. На рис. 9 [38] показана упрощённая принципиальная схема протекающих при этом основных процессов и их связей. В общем случае обе формы МГД-активности могут сосуществовать практически независимо до тех пор, пока их интенсивности относительно малы. Их рост пороговым образом переходит в «жесткую связь», которая завершается резонансом и магнитными перезаключениями (срывами). Главный фактор, индуцирующий оба вида идеальной МГД-активности, — чрезмерно высокий градиент давления, возникающий либо в центральной зоне шнура, либо на периферии. Периферия при этом более уязвима, чем центр. Помимо давления (RWM-мода [20]), к её дестабилизирующим факторам добавляется охлаждение границы шнура под влиянием контакта плазмы со стенкой и поступления в шнур продуктов её эрозии в результате поте-

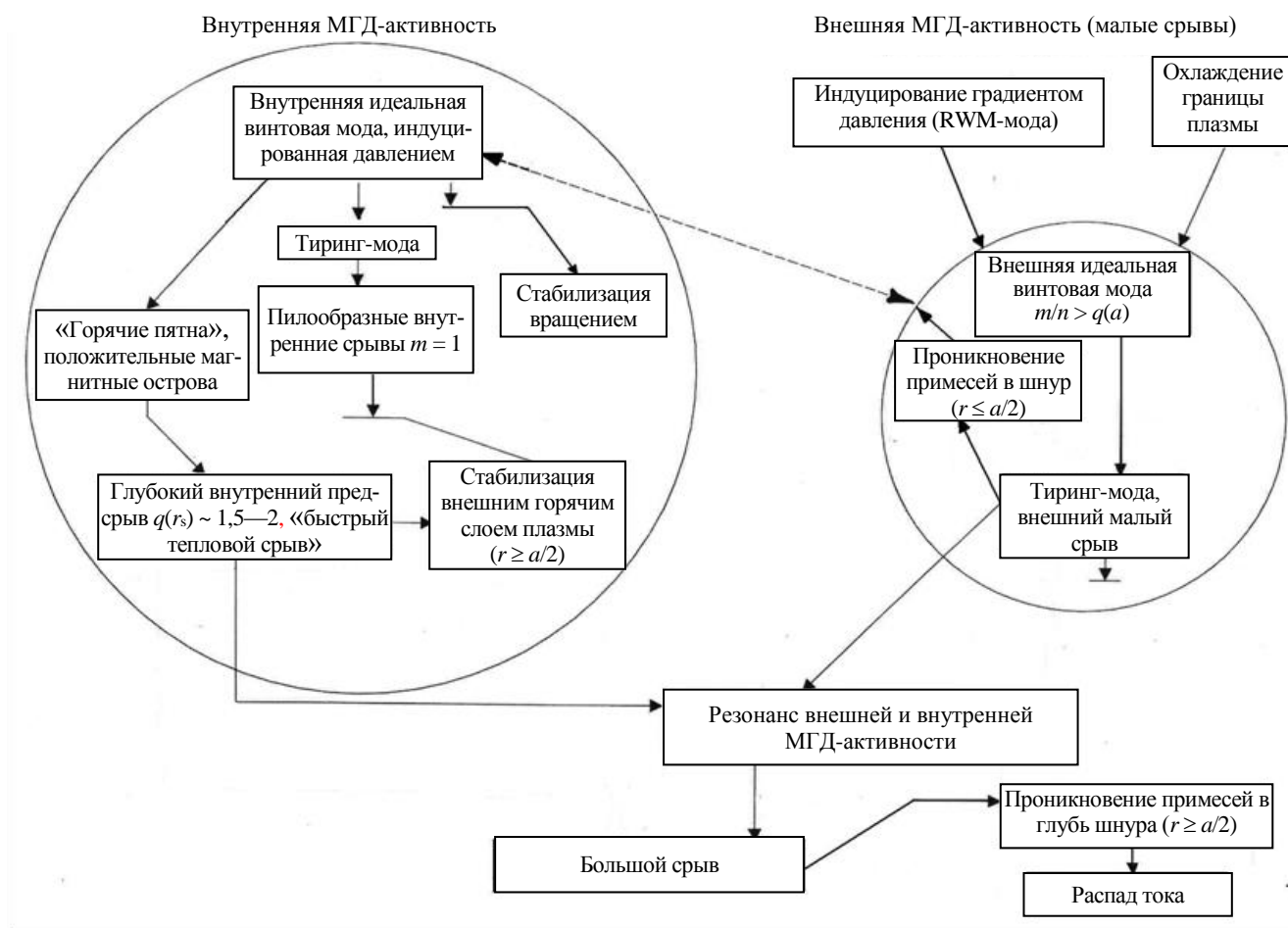


Рис. 9. Упрощённая принципиальная схема процессов, протекающих в большом срыве, и их связей

ри равновесия шнура по вертикали, выхода на стенку убегающих электронов, бомбардировки энергичными нейтралами, развития ELMов и другими каналами прямого контакта плазма—стенка. Стабилизация границы — главная задача, которую вынужден решать физик-токамачник, ведущий эксперимент. Это прежде всего снижение уровня локальных нагрузок, максимальное использование первой стенки в качестве стабилизатора границы, контроль за магнитным широм центральных областей, «дробление» чрезмерно больших  $m = 1$  возмущений в центре, работа в «окнах устойчивости». Стабилизирующие свойства резистивной первой стенки, как известно, существенно зависят от скорости вращения относительно нее магнитных возмущений. Вращению противодействуют так называемые «посторонние (error)» винтовые магнитные возмущения. Их компенсация — одна из ключевых задач экспериментатора, пытающегося избежать развития большого срыва.

Если первенство в создании теоретических основ внутренней МГД-активности, оказавшихся востребованными практикой российских токамаков, принадлежит Б.Б. Кадомцеву, О.П. Погуце и их последователям, то теоретические основы внешней были заложены В.Д. Шафрановым и его учениками Л.Е. Захаровым [39], Э.И. Юрченко [40], С.В. Путвинским и др.

### ИТЭР

Как мог убедиться читатель, работа В.Д. Шафранова и его учеников в 1960—1970-е годы в области токамаков находилась под пристальным вниманием начальника Плазменного отдела Курчатовского института Л.А. Арцимовича. В отдельных случаях он сам «вступал в бой». Яркий пример этого — их последняя совместная работа с В.Д. Шафрановым «Токамак с некруглым сечением плазменного витка» [41] (1972 г.), открывавшая новую страницу в развитии токамаков — мир удлинённых по вертикали магнитных конфигураций с полоидальным дивертором. Их работа кончалась пророческими словами:

«Рассмотренная конфигурация поперечного сечения плазменного витка в форме сегмента (рис. 10) позволяет решить ещё одну важную для термоизоляции плазмы проблему. Речь идёт о создании естественной границы плазмы без контакта её с применяемым в настоящее время ограничителем — диафрагмой. Дело в том, что для осуществления плазменного шнура некруглого сечения необходимы внешние токи, ориентация которых относительно тока в плазме показана на рис. 11. Между плазмой и проводниками, в которых ток имеет то же направление, что и в плазменном витке, имеется гиперболическая точка, определяющая положение сепаратрисы, которая разделяет систему замкнутых тороидальных магнитных поверхностей.

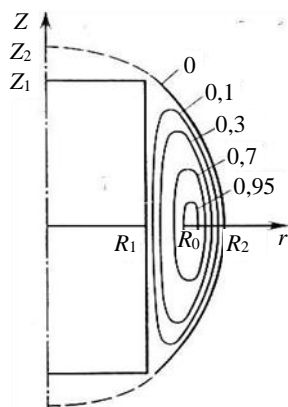


Рис. 10. Конфигурация поперечного сечения плазменного витка в форме сегмента

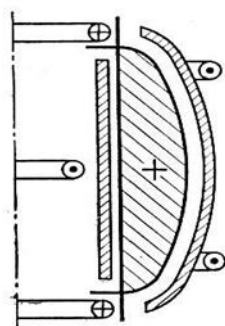


Рис. 11. Ориентация внешних токов относительно токов плазмы

Заряженные частицы плазмы, выходя за пределы сепаратрисы, будут двигаться вдоль силовых линий магнитного поля и выходить из разрядной камеры через предусмотренные продольные щели. С помощью такого естественного, не нарушающего симметрии системы дивертора можно, по-видимому, существенно снизить поступление примесей в плазменный виток из-за взаимодействия плазмы со стенками».

Речь шла об «итероподобной» магнитной конфигурации. В 1972 г., к сожалению, это было понято далеко не всеми и не сразу.

Известна сентенция Л.А. Арцимовича: «Я, как начальник отдела, нахожусь между теоретиками и экспериментаторами. Теоретикам я указываю на те эксперименты, которые достойны объяснения, экспериментаторам — на те теории, которыми им при этом можно пользоваться». Смерть Л.А. Арцимовича разрушила тандем Арцимович—Шафранов. И с этого момента, по моим наблюдениям, активность В.Д. Шафранова стала постепенно смещаться в область чистой геометрии стеллараторов. Возможно, что

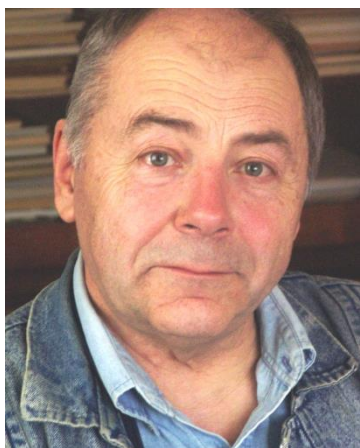
это связано еще и с тем, что всё яснее стала вырисовываться главная нерешённая проблема современных токамаков — взаимодействие плазмы с первой стенкой — тема, лежащая далеко вне круга его научных интересов. Последняя его публикация, прямо касающаяся токамаков, — «Обзор современного состояния работ на токамаках в СССР» [42] 1976 г. (его соавторы играли в ней роль не более, чем консультантов) стала фактической констатацией этой реальности.

Жизнь по сути своей — бег с эстафетной палочкой, иногда по весьма пересечённой местности. Виталий Дмитриевич передал свою палочку — ИТЭР — бегущим дальше.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Иванов Д.П.** Работа под руководством Натана Ароновича Явлинского. — В кн.: Натан Аронович Явлинский. — М.: НИЦ «Курчатовский институт», 2012. 107 с.
2. **Шафранов В.Д.** Первый период истории термоядерных исследований в Курчатовском институте. — УФН, 2001, т. 171, № 8, с. 877.
3. **Леонтович М.А., Шафранов В.Д.** Об устойчивости гибкого провода в продольном магнитном поле. — В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 1, с. 207—213.
4. **Шафранов В.Д.** Об устойчивости плазменного шнура при наличии продольного магнитного поля и проводящего кожуха. — Атомная энергия, 1956, т. 1, № 5, с. 38—41.
5. **Шафранов В.Д.** Равновесие тороидального плазменного шнура в магнитном поле. — Там же, 1962, т. 13, № 6, с. 521—529.
6. **Шафранов В.Д.** К вопросу о гидромагнитной устойчивости плазменного шнура с током в сильном магнитном поле. — ЖТФ, 1970, т. 40, № 2, с. 241—253.
7. **Долгов-Савельев Г.Г., Муховатов В.С., Стрелков В.С., Шепелев М.Н., Явлинский Н.А.** Исследование тороидального разряда в сильном магнитном поле. — ЖЭТФ, 1960, т. 38, № 2, с. 394—403.
8. **Арцимович Л.А., Карташев К.Б.** Влияние поперечного магнитного поля на тороидальный разряд. — Докл. АН СССР, 1962, т. 146, № 6, с. 1305—1308.
9. **Горбунов Е.П., Разумова К.А.** Влияние сильного магнитного поля на магнитогидродинамическую устойчивость и удержание заряженных частиц в установке токамак. — Атомная энергия, 1963, т. 15, № 5, 363—370.
10. **Мирнов С.В.** Зондовая методика измерения смещения токового шнура в цилиндрических и тороидальных камерах. — Там же, 1964, т. 17, № 3, с. 209—211.
11. **Арцимович Л.А., Мирнов С.В., Стрелков В.С.** Исследование омического нагрева плазмы в токамаке Т-3. — Там же, с. 170.
12. **Григорович Б.М., Муховатов В.С.** Влияние поперечного магнитного поля на тороидальный разряд в сильном продольном магнитном поле. — Там же, с. 177—184.
13. **Mukhovatov V.S., Shafranov V.D.** Plasma equilibrium in tokamak. — Nucl. Fusion, 1971, vol. 11, № 6, p. 605—633.
14. **Разумова К.А.** Измерение энергии плазмы на установке токамак по изменению продольного магнитного поля. — Атомная энергия, 1966, т. 20, № 6, с. 459—464.
15. **Мирнов С.В.** Измерение энергии плазмы на установке Токамак-3: Препринт ИАЭ-160, 1968.
16. **Mirnov S.V.** Influence of the shape and magnitude of the discharge current pulse on plasma containment and heating in Tokamak-3. — Nucl. Fusion, 1969, vol. 9, № 1, p. 57—66.
17. **Gorbunov E.P., Mirnov S.V., Strelkov V.S.** Energy confinement time of a plasma as a function of the discharge parameters in Tokamak-3. — Nucl. Fusion, 1970, vol. 10, № 1, p. 43—51.
18. **Арцимович Л.А. и др.** Экспериментальные исследования на установках токамак. — In: Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. 3th Intern. Conf. Novosibirsk, 1968), v. I. — Vienna: IAEA, 1969, p. 157—173.
19. **Callen J.D.** — Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, p. 1540.
20. **ITER Physics basis.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, № 12.
21. **Furth H.P. et al.** Tearing mode in the cylindrical tokamak. — Phys. Fluids, 1973, vol. 16, № 3, p. 1054—1063.
22. **Мирнов С.В., Семенов И.Б.** Исследование неустойчивостей в установке Токамак-3 корреляционным методом. — Атомная энергия, 1971, т. 30, № 1, с. 20—27.
23. **Mirnov S.V., Belov A.M., Prokhorov D.Yu., Alekseyev A.G., Makashin I.N.** Studies of the origin of rapid impurity penetration into the plasma core during the disruptions in T-11M tokamak. — In: Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. 18th Intern. Conf. Sorrento, 2000). IAEA-CN-77/EXP3/08/.
24. **Кадомцев Б.Б., Погуце О.П.** Нелинейные винтовые возмущения плазмы в токамаке. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 2(8), с. 575.
25. **Вершков В.А., Мирнов С.В.** О роли примесей в современных экспериментах на токамаках. — Nucl. Fus., 1974, vol. 14, p. 383.
26. **Мирнов С.В., Семенов И.Б.** Исследование макроскопических неустойчивостей в токамаке (Pres. by V.D. Shafranov, 1971). — In: Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. 4th Intern. Conf. Madison, 1971), vol. II. — Vienna: IAEA, 1971, p. 401—406.
27. **Von Goeler S., Stodiek W., Sauthoff N.** Studies of internal disruptions and  $m = 1$  oscillations in tokamak discharges with soft-X-ray techniques. — Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 33, № 20, p. 1201—1203.
28. **Кадомцев Б.Б.** О неустойчивости срыва в токамаках. — Физика плазмы, 1975, т. 1, № 5, с. 710.
29. **Bussac M.N. et al.** Internal kink modes in toroidal plasmas with circular cross sections. — Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 35, № 24, p. 1638—1641.

30. **Von Goeler S.** SXR measurements on the ST tokamak. — In: 7th European Conf. on Contr. Fus. Plasma Phys. Lausanne, 1975, vol. II, p. 71.
31. **Mirnov S.V., Semenov I.B.** Observation of disruptive-instability fine structure in a tokamak. — In: Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. 6th Intern. Conf. Berchtesgaden, 1976), vol. I. — Vienna: IAEA, 1977, p. 291—299.
32. **Mirnov S.V.** A possible nonlinear scenario for the magnetic islands formation in tokamaks. — Plasma Physics Reports, 1998, vol. 24, № 10, p. 813—817.
33. **Semenov I.B. et al.** Phenomenology of internal reconnections in the National Spherical Torus Experiment. — Phys. of Plasmas, 2003, vol. 10, № 3, p. 664—670.
34. **Semenov I.B. et al.** Tokamak investigations by visualisations of magnetic field. — In: 22th European Conf. on Contr. Fus. Plasma Phys. Bournemouth, UK, 1995, vol. 1, p. 421.
35. **Мережкин В.Г.** Структура возмущений магнитного поля при развитии неустойчивости срыва в установке Токамак-6. — Физика плазмы, 1978, т. 4, № 2, с. 275—296.
36. **Fredrickson E. et al.** Advances in understanding of disruptions and MHD in TFTR. — In: 22th European Conf. on Contr. Fus. Plasma Phys. Bournemouth, UK, 1995, vol. 3, p. 045.
37. **Helander P., Erikson L.-G., Akers R.J. et al.** Ion acceleration during reconnection in MAST. — Phys. Rev. Lett., 2002, vol. 89, № 23, p. 235002-1.
38. **Mirnov S.V.** — In: Proc. 28th EPS Conf. on Contr. Fus. & Plasma Phys. Funshal, Portugal, 2001, vol. 25A (ECA), p. 1473-6.
39. **Захаров Л.Е.** Винтовые равновесия и винтовые неустойчивости плазмы с током. — Физика плазмы, 1981, т. 7, с. 18—38.
40. **Шафранов В.Д., Юрченко Э.И.** Критерий желобковой неустойчивости плазмы в тороидальной геометрии. — ЖЭТФ, 1967, т. 53, p. 1157—1166.
41. **Арцимович Л.А., Шафранов В.Д.** Токамак с некруглым сечением плазменного шнура. — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, № 1, с. 72.
42. **Мирнов С.В., Муховатов В.С., Стрелков В.С., Шафранов В.Д.** Обзор современного состояния работ на токамаках в СССР. — Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 348—360.



Сергей Васильевич Мирнов, нач. Отдела экспериментальной физики токамака, д.ф.-м.н., лауреат Государственной премии СССР (1971 г.), лауреат премии Правительства РФ (2013 г.), лауреат премии им. Л.А. Арцимовича РАН (2007 г.), Бронзовая медаль ВДНХ (1982 г.), ветеран атомной энергетики и промышленности, член Американского физического общества; Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, г. Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия

Статья поступила в редакцию 18 февраля 2016 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 2, с. 5—28.