



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

---

С 353

P-18

М.Д. Райзер

1007

КОЛЬЦЕВОЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ТОК  
В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук, профессор

**М. С. Рабинович**

Работа выполнена в Физическом институте  
им. П.Н. Лебедева Академии Наук СССР

Дубна 1962 год

М.Д. Райзер

С353  
Р-18

1007

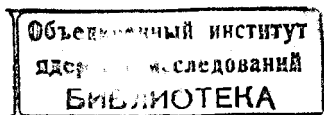
КОЛЬЦЕВОЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ТОК  
В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук, профессор

М. С. Рабинович

Работа выполнена в Физическом институте  
им. П.Н. Лебедева Академии Наук СССР



Дубна 1962 год

## В в е д е н и е

В последнее время в связи с развитием работ по физике плазмы большой интерес проявляется к кольцевым плазменным токам в поперечных переменных магнитных полях. Магнитное поле при этом выполняет две функции. Во-первых, оно создает плазменный ток путем индукционного разряда. Во-вторых, оно используется для быстрого сжатия плазмы и создания ударных волн большой скорости для нагрева плазмы<sup>/1/</sup>. Кроме того, магнитное поле определенной конфигурации может в течение конечного времени удерживать кольцевой плазменный ток в равновесном состоянии<sup>/2/</sup>.

В индукционных разрядах при низких давлениях газа следует различать следующие основные процессы: ионизация, формирование кольцевого плазменного тока, образование ударных волн и сжатие плазмы. В большинстве экспериментов процессы формирования кольцевого плазменного тока и сжатие плазмы протекают практически одновременно. Причем, когда кольцевой ток движется как поршень, сжимая плазму, то от него отрывается фронт ударной волны.

При повышении давления газа выше 1-10 мм рт.ст. процесс формирования кольцевого плазменного тока претерпевает существенные изменения. Наиболее важным является отсутствие ударных волн и движения плазмы. Исследование кольцевого плазменного тока в таких условиях интересно также и с точки зрения недавно высказанных соображений<sup>/3/</sup> о возможности термоизоляции горячей плазмы плотным холодным ионизованным газом.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию некоторых специфических особенностей четырех процессов:

- а/ формированию кольцевого плазменного тока;
- б/ отражению и преломлению ударной волны на магнитной "стенке";
- в/ сжатию высокочастотного кольцевого плазменного тока медленно нарастающим магнитным полем;
- г/ локализации кольцевого высокочастотного плазменного тока при давлениях газа выше 1,0 мм рт.ст.

### Г л а в а 1. Кольцевой плазменный ток при низких давлениях газа

1. Исследовалось влияние скин-эффекта и ударных волн на процесс формирования кольцевого плазменного тока. Основным объектом исследований являлся индукционный разряд на частоте 360 кгц. Для возбуждения тока использовался

колебательный разряд батареи конденсаторов на индуктивность одного витка, который охватывал цилиндрическую вакуумную камеру. Диаметр витка 300 мм, высота 80 мм, индуктивность системы 0,53 мкГн. Размеры вакуумной камеры: диаметр 250 и 280 мм, высота 30 и 60 мм. Максимальное значение магнитного поля в центре витка  $\approx 1,5 \cdot 10^3$  эрст, максимальное значение вихревого электрического поля  $\approx 350$  в/см.

Эксперименты проводились в водороде и воздухе в диапазоне давлений 0,1 - 0,01 мм рт. ст.

Измерения показали, что в данном разряде каждый раз, когда напряженность вихревого электрического поля достигает максимума, происходит пробой у боковой стенки вакуумной камеры. При этом возникает ударная волна, которая сжимается к центру, ионизуя и нагревая газ во всем объеме вакуумной камеры. Максимальная величина тока в газе  $I_{\Gamma} \approx 16$  ка. Вначале ток протекает в области шириной 5-6 см, но затем, через два-три полупериода поля у боковой стенки разрядной камеры образуется граничный слой тока толщиной  $\approx 3$  см, в котором сосредоточено 80-90%  $I_{\Gamma}$ . В дальнейшем распределение газового тока остается неизменным и не наблюдается движения кольцевого токового слоя в течение всей длительности разряда.

В центральной области камеры через 5-7 мксек после начала разряда магнитное поле практически отсутствует и сосредоточено, в основном, в небольшой области у боковой стенки разрядной камеры, где протекает газовый ток.

Характер распределения токов и магнитных полей при наличии ионизованного газа во всем объеме разрядной камеры свидетельствует о наличии скин-эффекта, который проявляется в плазме также как и в металлических проводниках<sup>14/</sup>. Толщина скин-слоя  $\approx 3$  см позволяет оценить проводимость плазмы  $\approx 6 \cdot 10^{13}$  сгс Е

Проявление скин-эффекта в плазме и его влияние на формирование кольцевого тока можно проиллюстрировать другим, специально поставленным экспериментом. В этом опыте вакуумная камера представляла собой стеклянный тороид прямоугольного сечения /средний диаметр 180 мм, сечение 90 x 60 мм<sup>2/</sup>. Конфигурация магнитного поля была такова, что тороидальная камера охватывала  $\approx 60\%$  магнитного потока. Частота разряда  $\approx 675$  кГц. Поскольку весь газ в объеме разрядной камеры ионизован ударными волнами, возникающими, как и раньше, при пробое, то при наличии скин-эффекта ток должен протекать, что и наблюдается в эксперименте у внутренней и у внешней боковых стенок тороидальной камеры. Отношение этих токов зависит от геометрии тора и конфигурации магнитного поля.

В данных экспериментах кольцевой плазменный ток неподвижен в течение

всего разряда, а скорость сжимающейся цилиндрической ударной волны во много раз больше скорости звука. Это позволяет говорить о взрывном характере образования ударной волны в процессе пробоя газа. Скоростная фотография свечения показала, что начальная скорость движения ударных волн  $v = 3 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$  см/сек зависит от величины тока в газе, давления, рода газа и находится в хорошем согласии с выражением  $v = (I_{\Gamma}/p)^{1/2}$ . В условиях опытов длина свободного пробега порядка 1,0 см, ширина фронта ударной волны также  $\approx 1,0$  см. Скорость движения несколько уменьшается по мере приближения к центру камеры, а яркость свечения в момент сжатия резко возрастает. Характер зависимости скорости движения от давления газа,  $(v \approx p^{-1/2})$ , согласуется с результатами экспериментов по ударным волнам<sup>15/</sup>.

Изучалось влияние ударных волн на характер формирования кольцевого плазменного тока. Экспериментально наблюдались токи, индуцированные на фронте ударной волны при ее движении в поперечном магнитном поле. Исследовалось влияние "замораживания" магнитного потока за счет движения проводящей среды за фронтом ударной волны. Определялась проводимость плазмы по измерениям частоты и декремента затухания колебательного процесса.

При исследовании мощных импульсных разрядов широко применяется скоростная фотосъемка свечения. При интерпретации экспериментальных результатов следует учитывать, что в определенных условиях яркость и характер свечения в объеме разрядной камеры может не соответствовать распределению тока в газе.

2. Поскольку в данном эксперименте кольцевой плазменный ток остается неподвижным в течение всей длительности разряда, то представлялось целесообразным выявить специфические особенности взаимодействия сходящейся цилиндрической ударной волны с искусственной магнитной "стенкой".

Магнитная "стенка" создавалась квазипостоянным магнитным полем двух катушек /диаметр 120 мм/, расположенных на верхней и под нижней крышками в центре разрядной камеры. Максимальное значение магнитного поля в центре камеры достигало 8000 эрст. Ударные волны возбуждались индукционным разрядом на частоте 360 кГц. Последовательность операций в данном эксперименте состояла в следующем: включалось квазипостоянное магнитное поле и в момент времени, соответствующий достижению им максимального значения, возбуждалась ударная волна.

Скоростная фотография свечения показала, что при  $H = 2000-3000$  эрст. сходящаяся ударная волна, начиная с определенного радиуса как бы "расслаивается" и наблюдаются две волны, движущиеся с разными скоростями, и отражающиеся от магнитной "стенки" на разных радиусах. По мере роста магнитного поля "стенки" характер взаимодействия меняется. При  $H = 5500-6500$  эрст.

наблюдается более явное отражение ударной волны на определенном радиусе, но имеется также и волна, проходящая до центра разрядной камеры. При этом, скорость прошедшей волны примерно в три раза больше скорости падающей волны. При  $H \geq 7000$  эрст. происходит полное отражение ударной волны. Скорость отраженной волны примерно в два раза меньше скорости падающей волны.

Для интерпретации полученных результатов был рассмотрен вопрос о поведении плоской ударной волны, встречающей на своем пути область резко возрастающего магнитного поля, перпендикулярного к направлению движения. Рассматривался случай, когда проводимость покоящегося газа  $\sigma_0 = 0$ , а проводимость газа за фронтом ударной волны  $\sigma_1 = \infty$ . Газы с обеих сторон ударной волны считаются идеальными с одинаковым отношением теплоемкостей  $\gamma$ . Расчет проводился без учета диссипации.

Для определения скоростей прошедшей в область сильного магнитного поля,  $U_2$ , и отраженной,  $U_1$ , ударных волн, а также скорости газа между ними  $v$ , решалась система уравнений, представляющих собой законы сохранения на фронте ударной волны<sup>18/</sup>. Эта система уравнений в общем виде решалась численно на машине "Урал".

В двух крайних случаях, очень слабых и очень сильных магнитных полей, были найдены приближенные аналитические решения, которые хорошо совпадают с численными результатами.

Для сильной ударной волны /число Маха  $M \gg 1$ / в случае слабых полей /плотность магнитной энергии в точке отражения много меньше плотности кинетической энергии в ударной волне/ имеем

$$U_1 = V_1 - C_1; \quad U_2 = U_0; \quad v = V_1 \quad /1/$$

где  $C_1$ ,  $V_1$  - скорости звука и газа за фронтом падающей ударной волны,  $U_0$  - скорость падающей ударной волны. Видно, что если скорость газа достаточно велика, т.е.  $V_1 > C_1$ , то отраженная волна будет сноситься потоком газа и могут быть две волны, что и наблюдается экспериментально, движущиеся в одну сторону, но с разными скоростями.

Для сильной ударной волны в случае больших магнитных полей получаем

$$U_1 = -U_0 \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)} \quad /2/$$

$$U_2^2 = C_0^2 + \Pi_0^2 / 4\pi\rho_0$$

$$v = 0$$

где  $C_0$ ,  $\rho_0$ ,  $\Pi_0$  - скорость звука, плотность газа, напряженность магнитного поля перед фронтом ударной волны. Видно, что проходящая волна может идти со скоростью, значительно превышающей скорость падающей волны. В то же время эта волна является слабой, скорость ее равняется магнитозвуковой, и она практически не вызывает за собой движение вещества.

Расчеты показывают, что при  $\gamma = 5/3$ ,  $U_1 = -\frac{U_0}{2}$  и  $U_2 = 3U_0$ , что хорошо согласуется с экспериментом.

Следует иметь в виду, что взаимодействие цилиндрической ударной волны с магнитной "стенкой" может иметь свои специфические особенности, связанные с тем, что часть энергии направленного движения плазмы тратится на сжатие магнитного поля.

Хорошее согласие результатов эксперимента и расчета свидетельствует о том, что в условиях данного опыта эти особенности цилиндрической геометрии не играют, по-видимому, существенной роли.

Отметим, что в  $\theta$ -пучках и других мощных импульсных разрядах всегда имеется "замороженный" магнитный поток, который образует своеобразную магнитную стенку как для ударной волны, так и для сжимающейся плазмы. При интерпретации экспериментальных результатов необходимо учитывать указанные эффекты взаимодействия ударных волн с магнитной "стенкой".

3. Как указывалось выше, кольцевой плазменный ток остается неподвижным в течение длительности разряда. Простые расчеты показывают, что в этом случае длительность одного полупериода разряда сравнима со временем инерции плазменного образования и под действием электродинамических сил токовый слой не в состоянии отойти на заметное расстояние от боковой стенки вакуумной камеры. Были поставлены специальные эксперименты по сжатию высокочастотного кольцевого плазменного тока /на частотах 360 кгц и 6 мггц/ дополнительным медленно нарастающим магнитным полем /частота 10 кгц/, длительность полупериода которого значительно больше инерционного времени.

Разряд на частоте 360 кгц, как и раньше, возбуждался одним витком, охватывающим вакуумную камеру. При возбуждении разряда на частоте 6 мггц этот виток включался в анодный контур генератора самовозбуждения, работающего в импульсном режиме. Длительность импульса  $\approx 1,0$  мсек. Максимальное значение магнитного поля в центре разрядной камеры  $\approx 50$  эрст., максимальная напряженность вихревого электрического поля  $\approx 120$  в/см. Низкочастотное магнитное поле создавалось колебательным разрядом батареи конденсаторов на индуктивность двух витков, соединенных параллельно и расположенных на верхней и нижней крышках вакуумной камеры /диаметр 270 мм, индуктивность  $\approx 1,0$  мкгн/.

Максимальное значение магнитного поля в центре камеры достигало  $\approx 3 \cdot 10^3$  эрст., максимальная напряженность вихревого электрического поля  $\approx 15$  в/см. Разряд возбуждался при одновременном включении низкочастотного и высокочастотного магнитных полей. В условиях опыта одно низкочастотное вихревое электрическое поле не вызывало пробоя газа.

Измерения показали, что при возбуждении разряда на частотах 360 и 10 кгц имеются следующие основные эффекты.

На первых полупериодах высокой частоты наличие низкочастотного магнитного поля не изменяет характера разряда. В это время у боковой стенки разрядной камеры образуется граничный слой высокочастотного тока, а низкочастотный ток в газе увеличивается в соответствии с ростом магнитного поля. Затем, в определенный момент времени этот ток  $I \approx 2$  ка/ резко уменьшается и меняет знак. В этот момент времени начинается движение граничного слоя тока, сопровождающееся сжатием плазмы. К тому моменту времени, когда "отрицательный" низкочастотный ток достигает максимума, сжатие плазмы прекращается. На радиусе 5-6 см образуется новый граничный слой высокочастотного тока  $I \approx 5-7$  ка/, который длительное время колеблется с частотой 300-400 кгц, амплитуда колебания  $\approx 2$  см. Колебания токового слоя хорошо видны как на скоростных фотографиях, так и на осциллограммах тока.

В данном эксперименте плазма оторвана от боковой стенки разрядной камеры в течение десятков микросекунд, но она соприкасается с крышками камеры.

Аналогичный эксперимент был проведен при встречном включении витков, создающих низкочастотное магнитное поле, т.е. при остроконечной конфигурации магнитного поля. Измерения показали, что в этом случае в момент отрыва плазмы от боковой стенки вакуумной камеры имеется тенденция к сжатию плазмы и в вертикальном направлении. В течение  $\approx 2$  мксек весь газовый ток сосредоточен в средней, по высоте, области разрядной камеры. Толщина слоя тока  $\approx 3$  см. Затем, когда начинаются радиальные колебания сжатого плазменного образования, плазма соприкасается с крышками разрядной камеры.

При разряде на частоте 6 мгц основные характеристики процесса аналогичны указанным выше. Отличие заключается в том, что сжатое плазменное образование более неустойчиво к деформациям типа "перетяжки", которые отчетливо видны на скоростных фотографиях. Отметим, что в этом эксперименте наблюдаются все основные эффекты, характерные для мощных импульсных разрядов.

## Глава 2. Локализация высокочастотного кольцевого плазменного тока

Для возбуждения индукционного высокочастотного разряда использовался генератор самовозбуждения, который работал в импульсном режиме. Мощность в импульсе  $\approx 300$  квт, длительность импульса  $\approx 2,0$  мсек.

Анодным контуром генератора являлась специальная система обмоток, создающая высокочастотное магнитное поле "колоколообразной" формы. Максимальное значение магнитного поля в центре разрядной камеры  $\approx 200$  эрст. Максимальная напряженность вихревого электрического поля  $\approx 140$  в/см. Размеры вакуумной камеры указаны выше. Основные эксперименты проводились при заполнении камеры водородом, гелием, аргоном и воздухом в диапазоне давлений 1-60 мм рт.ст. Ток в газе достигал  $\approx 100$  а.

Скоростная фотография свечения и измерения распределения магнитного поля показали, что в магнитном поле "колоколообразной" формы в широком диапазоне давлений /выше 1 мм рт.ст./ и частот разряда /5-16 мгц/ образуются локализованные плазменные витки, которые изолированы от стенок разрядной камеры и устойчиво существуют в течение длительности импульса генерации. В зависимости от давления газа большой радиус плазменного витка равен 8-10 см, малый радиус равен 3-5 мм.

В течение длительности импульса генерации имеются очень медленные изменения формы витка как целого, так и отдельных небольших искажений на различных азимутах. Время развития таких "неустойчивостей" порядка сотен микросекунд. Наблюдаются медленные колебания плазменных витков. Амплитуда колебаний порядка 5-15 мм, частоты колебаний в водороде  $\approx 4$  кгц, в гелии  $\approx 6$  кгц, в воздухе  $\approx 16$  кгц.

Исследовалось поведение локализованных плазменных витков в зависимости от формы магнитного поля. Определялась проводимость плазмы по измерению режима работы генератора, нагруженного плазмой; проводимость  $\sigma = 3 \cdot 10^{12}$  сгСЕ.

Проводились спектроскопические исследования разряда. Регистрировалось интегральное свечение плазменного витка. Измерения показали, что основной причиной уширения линий водорода  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  следует считать эффект Допплера. Температура газа оказалась равной  $\approx 3 \cdot 10^3$  °К. Концентрация заряженных частиц не превышает  $5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Для качественного объяснения эффекта локализации тока можно воспользоваться гидродинамической моделью слабоионизованной плазмы. Применимость такой модели обусловлена тем, что в условиях эксперимента длина свободного пробега значительно меньше малого радиуса токового шнура. Учитывая малую степень ионизации, следует рассматривать двухжидкостную модель плазмы,

состоящей из проводящей жидкости электронов и ионов и непроводящего газа нейтральных частиц. Так как большой радиус плазменного витка значительно больше малого, то для простоты вычислений плазменный виток аппроксимируется прямым током. Предполагается также наличие термодинамического равновесия между всеми сортами частиц плазмы.

Рассматривалась система уравнений, представляющих собой уравнения электродинамики проводящей жидкости с учетом лишь собственного магнитного поля, уравнения гидродинамического равновесия для проводящей и непроводящей жидкостей и уравнения баланса энергии, в котором потери энергии определяются только теплопроводностью.

В случае слабоионизованной плазмы можно получить аналитическое выражение условия локализации тока, не конкретизируя вид функции теплопроводности и при весьма общих предположениях относительно вида функции проводимости.

В указанных предположениях условие локализации тока для гелиевой плазмы имеет вид

$$\frac{10^{14} T}{N_0} + 1,6 \cdot 10^9 \frac{N}{N_0 T} > \frac{1}{2} \quad /3/$$

где  $N_0$  — плотность нейтральных частиц,  $N$ ,  $T$  — плотность и температура заряженных частиц. В условиях эксперимента это требование обычно выполняется.

Рассмотрена также такая модель локализации, когда теплопроводность обусловлена непроводящим газом, а проводимость определяется соударениями электрон-ион. Указаны условия применимости такой модели, вычислены радиус токового канала и характер распределения температуры, магнитного поля и плотности заряженных и нейтральных частиц. Имеется хорошее согласие результатов эксперимента и расчета.

Приведены качественные соображения о демпфирующем влиянии плотной холодной среды на устойчивость токового шнура.

Полученные результаты позволяют предполагать, что имеется возможность создания устойчивых локализованных плазменных витков при давлениях газа 10–100 мм рт. ст. и силе тока до 10 ка.

Материал диссертации изложен в следующих работах:

1. С. Гребенщиков, М. Райзер. ЖЭТФ, 37, 583, 1959.
2. Э. Андриянина, С. Гребенщиков, М. Рабинович, М. Райзер, А. Сафронов, И. Шпигель. Proc. of the Fourth Intern. Confer. of Ionizat. Phenomena in Gases, Uppsala, August 1959, Amsterdam, 1960.

3. Э.Д. Андриянина, С.Ер Гребенщиков, М.С. Рабинович, М.Д. Райзер, А.Л. Сафронов, И.С. Шпигель. ЖЭТФ, XXX, 529, 1960.
4. С.Гребенщиков, М. Райзер. ЖЭТФ, 38, 665, 1960.
5. С.Е. Гребенщиков, М.Д. Райзер, А.А. Рухадзе, А.Г. Франк, ЖТФ, XXXI, 529, 1961.
6. М.Д. Райзер, А.Г. Франк, В.Ф. Китаева. Доклад на 3-ем совещании по магнитной гидродинамике. Рига, июль 1962 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. Колб. Доклад 15/p/345, II-я Международная конференция в Женеве, 1958.  
И.Ф. Кварихава, К.И. Карвалидзе, Ю.С. Гваладзе. ЖЭТФ, 30, 297, 1321, 1960.
2. С.М. Осоев, Ю.Ф. Наседкин и др. Труды II-я Международной конференции в Женеве, 1958 г. т. 1 стр. 65, Атомиздат, 1959 г.
3. Н. Alfvén, E. Smors, Nature 188, 801, 1960.
4. E. Caruthers, Appl. Sci. Res. Sec B. № 1-4, 1955.
5. А. Колб "Магнитная гидродинамика". Атомиздат, стр. 82, 1958 г.
6. Т.Ф. Волков. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций". Изд. АН СССР, т. III стр. 148, 1958 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 июня 1962 г.