

АКАДЕМИЯ НАУК ЛАТВИЙСКОЙ ССР

# МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА

1965 • 2

Латвийская ССР  
Институт физики

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗИНАТНЕ» • РИГА

СЕРИЯ  
МФД

УДК 533.95 : 621.3.082.78

В. М. Федоров

### ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЬСОТРОННОГО УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В работе исследовалось ускорение плазмы поперек магнитного поля в рельсотроне с плоскими электродами. Применялась электронно-оптическая методика: в непрерывном режиме и кадровая съемка. Скорость, определенная из фоторазверток, сравнивалась с величиной скорости, вычисленной по результатам измерения напряжения на конце рельсов.

Применялась предварительная ионизация газа и наблюдался захват плазмы в ускорение. Получено, что плазма захватывается в ускорение отдельными слоями. Наблюдался срыв ускорения сгустка плазмы. Во время срыва напряжение на плазме возрастает до величин порядка  $2 \div 4 \cdot 10^4$  в. Неустойчивость ускорения связана с увеличением плотности плазмы у катодного электрода. В дальнейшем предполагается сделать профилированные электроды, чтобы обеспечить более равномерный контакт плазмы с электродами.

#### ВВЕДЕНИЕ

Данная работа была проведена с целью изучения характера электродинамического ускорения сгустков плазмы в рельсотронных ускорителях, а также возможного изучения быстрых ударных волн, возникающих при столкновении сгустка с магнитной стенкой. Экспериментальные факты по работе коаксиальных ускорителей [1—4] показывают, что простая модель токовой перемычки или модель «снежного кома» с учетом возрастания массы сгустка за счет ионизации газа мало пригодна для объяснения многообразных эффектов, сопровождающих ускорение плазмы.

В наших экспериментах с целью облегчения интерпретации результатов наблюдения была выбрана плоская геометрия ускоряющих электродов. Между электродами создавалось предварительное магнитное поле, так что ускорение происходило в скрещенных электрическом и магнитном полях. Производился быстрый напуск газа, и после предварительной ионизации на плазму разряжалась ускоряющая батарея. Сгусток плазмы, ускоренный в поперечном магнитном поле, можно было в дальнейшем использовать для изучения сильных ударных волн, распространяющихся поперек магнитного поля. В этом случае быстрое нарастание во времени амплитуды волны происходит при налетании сгустка на магнитную стенку (предварительно созданный пространственный градиент магнитного поля).

#### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Собственно ускоряющая система была представлена двумя электродами (рельсами) из нержавеющей стали длиной 740 мм, шириной 120 мм с расстоянием между ними в средней части 15 мм. В поперечном сечении электроды имели профиль желоба с плоским участком 40 мм. Такая форма электродов создавала конфигурацию магнитного поля типа «ло-

вушки» с пробочным отношением в районе напуска 1,5. К концу рельсов пробочное отношение плавно уменьшалось до 1. Ловушечная геометрия магнитного поля обеспечивала удержание предварительно создаваемой плазмы. Электроды помещались в вакуумном объеме, откачиваемом паромасляным насосом до  $10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Быстродействующий клапан напуска газа устанавливался на положительном электроде, находящемся под потенциалом «земли». В качестве рабочего газа использовался гелий. Напряжения и токи, создающие предварительное магнитное поле, предыонизацию и ускорение, подводились непосредственно к ускоряющим электродам. При этом батарея  $C_1$  предварительного магнитного поля была защищена со стороны высоковольтной батареи  $C_4$  (см. рис. 1) разделительной индуктивностью  $L_1 = 1,4$  мкГн и, кроме того, чтобы замкнуть ток разряда конденсатора  $C_1$ , концы рельсов были нагружены на индуктивность  $L_2 = 0,8$  мкГн. В качестве коммутирующих элементов были использованы вакуумные разрядники. Геометрические размеры сгустка и его положение наблюдались с помощью электронно-оптических преобразователей: в режиме щелевой развертки — на ПИМ-3 [5] и в режиме кадровой съемки с экспозицией  $1,2 \cdot 10^{-8}$  сек — с помощью специального импульсного ЭОП.

Электрическая схема установки дана на рис. 1, там же представлена последовательность срабатывания отдельных элементов схемы. Предварительное магнитное поле достигает максимума через 160 мксек после включения разрядника 1Р и может быть установлено по амплитуде  $0 \div 2$  тл. Через время порядка  $t_{12} = 110$  мксек поджигается разрядник 2Р, и разрядным током конденсатора  $C_2 = 50$  мкФ открывается электродинамический клапан напуска газа. Количество напускаемых частиц от  $10^{14}$  до  $10^{19}$  регулируется изменением напряжения  $U_2$ . Время открытого состояния клапана примерно 30 мксек при  $10^{17}$  частиц и 50 мксек при напуске  $10^{19}$  частиц. С задержкой  $t_{23} = 50 \pm 10$  мксек относительно канала напуска газа срабатывает разрядник предыонизации 3Р. После этого

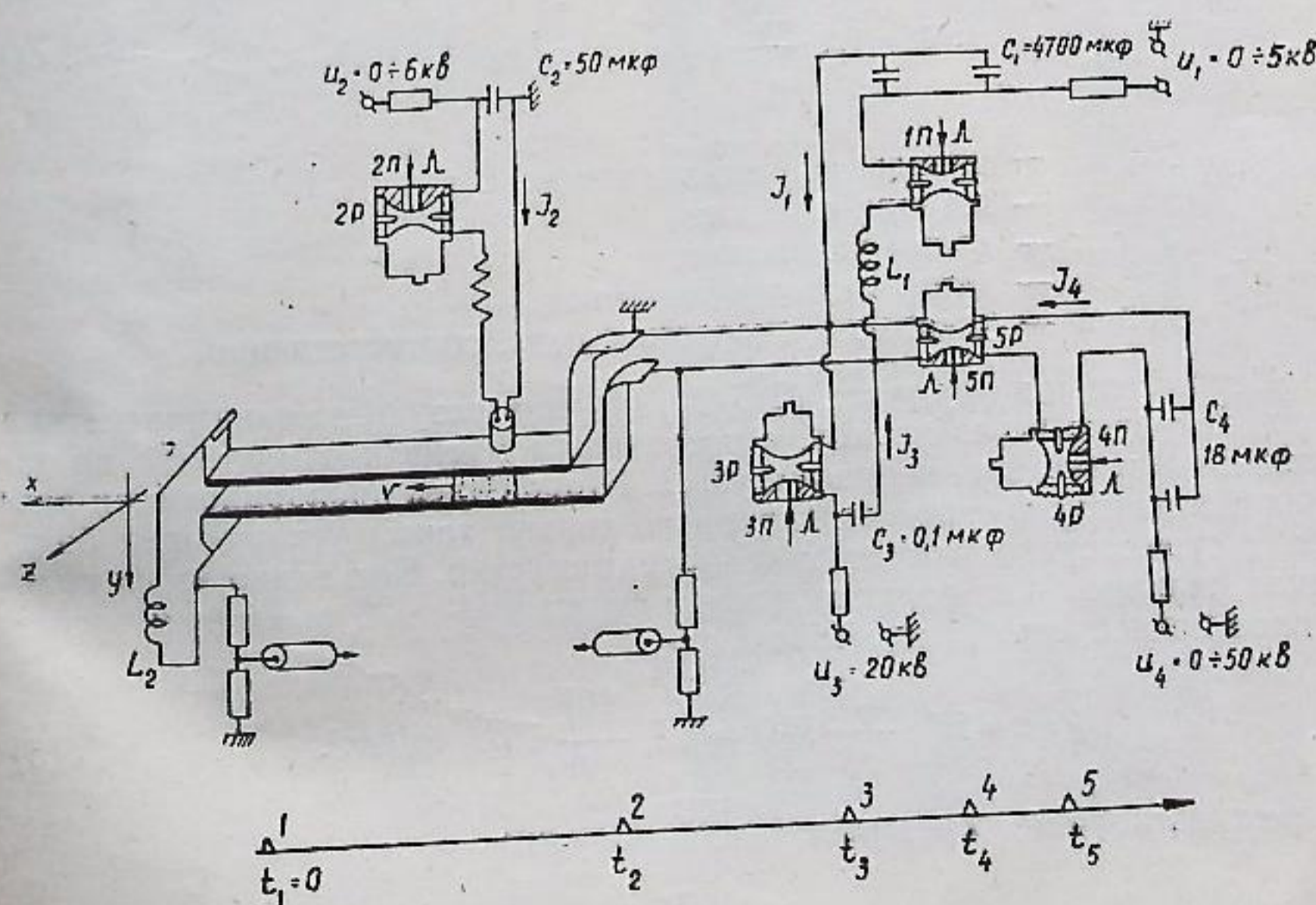


Рис. 1. Электрическая схема установки.

через интервал времени  $t_{34}=3\div 5$  мксек включается ускоряющая батарея  $C_4=18$  мкф.

При закороченных рельсах разрядный ток достигает максимума за 3 мксек. При работе в режиме ускорения разрядный ток замыкается через предварительно созданную плазму. Магнитное поле  $H(t)$  от тока  $I(t)$  ускоряющей батареи имеет то же направление, что и предварительное магнитное поле  $H_0$ . Под действием разности магнитных давлений  $\frac{\mu_0(H_0+H(t))^2}{8\pi} - \frac{\mu_0 H_0^2}{8\pi}$  происходит ускорение плазменного сгустка вдоль рельсов в сторону, противоположную от места подвода тока ускоряющей батареи.

#### НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ ОЖИДАЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА

Примем  $H_0=8 \cdot 10^5$  а/м, а для магнитного поля, создаваемого током ускоряющей батареи, имеем

$$H(t) = \frac{I}{b} = \frac{4U_{04}}{b} \cdot 10^6 t \text{ а/м}, \quad (1)$$

тогда для средних по сгустку величин получаем

$$a = \frac{F}{m} = \frac{\mu_0(H^2 + 2H_0H)bd}{8\pi \cdot 6,7 \cdot 10^{-24} N} = 7,2 \cdot \frac{10^{30}}{N} U_{04} \left(1 + \frac{2}{b} t U_{04}\right) t \text{ м/сек}^2; \quad (2)$$

$$v = \int_0^t a dt = 3,6 \cdot \frac{10^{18}}{N} U_{04} \left(1 + \frac{1,3}{b} t U_{04}\right) t^2 \text{ м/сек}; \quad (3)$$

$$s = \int_0^t v dt = 1,2 \cdot \frac{10^{12}}{N} U_{04} \left(1 + \frac{1}{b} U_{04} t\right) t^3 \text{ м}, \quad (4)$$

где

$U_{04}$ , в — начальное напряжение на  $C_4$ ;  
 $b$ , м — ширина сгустка;  
 $t$ , сек — время ускорения;  
 $d=1,5 \cdot 10^{-2}$ , м — зазор между рельсами;  
 $a$ ,  $v$ ,  $s$  — ускорение, скорость и путь, соответственно.

Первый член в формулах (2), (3), (4) есть результат взаимодействия тока, текущего через плазму, с постоянным магнитным полем и не зависит от ширины плазменного сгустка. Второй член пропорционален давлению магнитного поля, создаваемого только током ускоряющей батареи, и существенно зависит от геометрии сгустка. Как видно из их сравнения, при временах порядка микросекунды и  $U_{04} \sim 20$  кв вторым членом можно пренебречь. Таким образом,

$$a = 1,8 \cdot \frac{10^{24}}{N} I(t) = 7,2 \cdot \frac{10^{30}}{N} U_{04} t \text{ м/сек}^2. \quad (5)$$

Выражая скорость через расстояние, получим

$$v = \frac{3s}{t}. \quad (6)$$

Нас интересовало получение быстрых сгустков плазмы, когда  $v \approx 10^6$  м/сек. При длине ускоряющих электродов  $l=70$  см получим, что если конечное время ускорения  $t \leq 2$  мксек, то скорость на выходе  $v \geq 10^6$  м/сек. При этом возможное число частиц определится из (4):  $N \leq 1,5 \cdot 10^{13} U_{04}$ , и для  $U_{04}=20$  кв имеем, что  $N=3 \cdot 10^{17}$ . Напряжение на плазме складывается из омического падения и э. д. с., генерируемой при движении сгустка в магнитном поле; пренебрегая первым, имеем

$$U_{\pi} = \int_0^d \frac{v_x}{c} B_z dy = 1,2 \cdot 10^{-8} v H_0 \text{ в}. \quad (7)$$

#### ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ПЛАЗМА

За время напуска  $t=50$  мксек газ растекается в радиусе порядка 4 см. Проведем оценку минимальной энергии, необходимой для полной ионизации напущенного газа. Принимая затрату на ионизацию одной частицы 100 эв, получим  $\mathcal{E} \geq 1,6 \cdot 10^{-17} N$  дж. Для  $N \leq 10^{18}$  частиц имеем  $\mathcal{E}=16$  дж. В эксперименте начальное напряжение на конденсаторе  $C_3$  предыонизации было 20 кв. При емкости  $C_3=0,1$  мкф запас энергии равен 20 дж и превышает проведенную оценку.

Если предыонизация производится в отсутствие предварительного магнитного поля, то свечение разряда наблюдается в виде узкого канала, который со временем диффузно расплывается. В магнитном поле под действием знакопеременной силы  $F_{\perp} \sim I H_0$  плазма канала растягивается в продольном направлении относительно рельсов (поперек магнитного поля) и, кроме того, быстрые электроны, свободно двигаясь вдоль магнитного поля, ионизируют газ в поперечном направлении. В течение 4 мксек плазма достаточно равномерно растекается в поперечном направлении на ширину  $\sim 5$  см и вдоль рельсов имеет размер до 10 см в зависимости от начальных условий. По времени предыонизация производится вблизи максимума тока, создающего магнитное поле между рельсами. Последующее растекание плазмы зависит от величины и знака остаточного напряжения на конденсаторной батарее  $C_1$  магнитного поля. Рассматривая щелевые развертки и кадровые фотографии с торца и сбоку рельсов, можно выделить некоторые характерные особенности в поведении



Рис. 2. Предыонизация. Щелевая развертка.  $U_{01}=1$  кв;  $t_{13}=154$  мксек;  $t_{23}=37$  мксек;  $N_0=10^{17}$

светящихся областей плазмы. Основное свечение наблюдается вблизи электродов, а объем плазмы дает на этом уровне фоновое свечение. При этом яркость вблизи катода больше прианодного свечения, что отчетливо наблюдается на торцовых снимках. Контакт плазмы с электродами, в частности с катодом, не осуществляется по всей поверхности плазмы, граничащей с электродом. На щелевых фоторазвертках сбоку рельсов (ширина вырезаемой щели изображения равна зазору между рельсами) обычно видно возникновение нескольких ярко светящихся областей плазмы (рис. 2). Число возникающих катодных пятен и интенсивность дуги (гажение с электрода) существенно зависят от вакуумных условий, количества напущенного газа и напряжения на электродах [6, 7]. При вакууме ниже  $10^{-5}$  мм рт. ст. склонность к дугообразованию велика. На рис. 2 приведена фоторазвертка растекания плазмы вдоль рельсов. В первую микросекунду после пробоя максимальное свечение наблюдается в виде ограниченного канала, причем яркость свечения модулирована по времени с частотой  $\sim 3$  мгц, равной частоте колебаний тока предьонизации, хотя можно было ожидать, что свечение разряда должно усиливаться в каждом полупериоде. Ток предьонизации затухает примерно через 2,5 мксек. Скорость первых световых страт, отщепляющихся вперед, достигает  $10^7$  см/сек. На рис. 3 приведена фоторазвертка



Рис. 3. Предьонизация. Щелевая развертка.  
 $U_{04}=2$  кв;  $t_{13}=152$  мксек;  $t_{23}=54$  мксек;  $N_0=2 \cdot 10^{17}$ .

предьонизации для случая, когда задержка  $t_{23}=54$  мксек, а  $t_{13}=152$  мксек. Напуск газа —  $2 \cdot 10^{17}$  частиц. Магнитное поле  $B_0=0,8$  тл. Здесь сразу же после пробоя наблюдается растягивание светящегося канала вдоль рельсов. В конце развертки видно возникновение слабых дуг, отмеченных характерным световым треугольником. Если уменьшить задержку  $t_{13}$ , т. е. производить предьонизацию при большем остаточном напряжении на батарее магнитного поля, то скорость страт не возрастет. В этом случае увеличится только число отщепляющихся дуговых каналов и их интенсивность.

### УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Исследовалась зависимость ускорения, скорости и местоположения сгустка от количества напущенного газа, величины предварительного и ускоряющего магнитных полей, а также при различной задержке включения этих полей относительно друг друга. Параметры ускоряемой плазмы меняются, конечно, при разных начальных условиях, но можно

отметить некоторые общие закономерности. При подключении ускоряющей батареи не наблюдается равномерного распределения тока по всему объему приготовленной плазмы. Контакт плазмы с электродами осуществляется только в отдельных местах, соответственно этому плазма захватывается в ускорение отдельными слоями. По оценкам число ускоряемых частиц в отдельном слое колебалось от  $10^{16}$  до  $10^{17}$  в зависимости от начальных условий, а также в серии опытов при одинаковых условиях. Обычно передние слои к концу ускорения рассеиваются и теряют контакт с электродами. К этому времени уже возникают новые слои сзади в районе оставшейся предварительной плазмы. Эти слои быстро набирают скорость до величин  $2 \div 5 \cdot 10^5$  м/сек и догоняют передний фронт ускоряемой плазмы. Полное время ускорения в различных опытах было  $1 \div 2,5$  мксек. Осциллографировалось напряжение с конца рельсов, по величине которого можно было судить о скорости плазмы согласно формуле (7). Вначале, когда скорость мала, напряжение на плазме близко к нулю, а э. д. с. источника уравнивается падением напряжения на индуктивности шин и конденсаторной батарее. По мере увеличения скорости плазмы напряжение  $U_p$  растет (рис. 4). Расчетная скорость плазменного сгустка по формуле (3) равна

$$v_x = 3,6 \cdot \frac{10^{18}}{N} U_{04} t^2 10^{12} = 2,4 \cdot 10^{17} t^2 \text{ м/сек.}$$

В типичном эксперименте напряжение (рис. 4) с конца рельсов растет примерно линейно в течение 1,3 мксек до величины 2,2 кв. Далее за 0,2 мксек напряжение поднимается до 5 кв и еще в течение 0,1 мксек

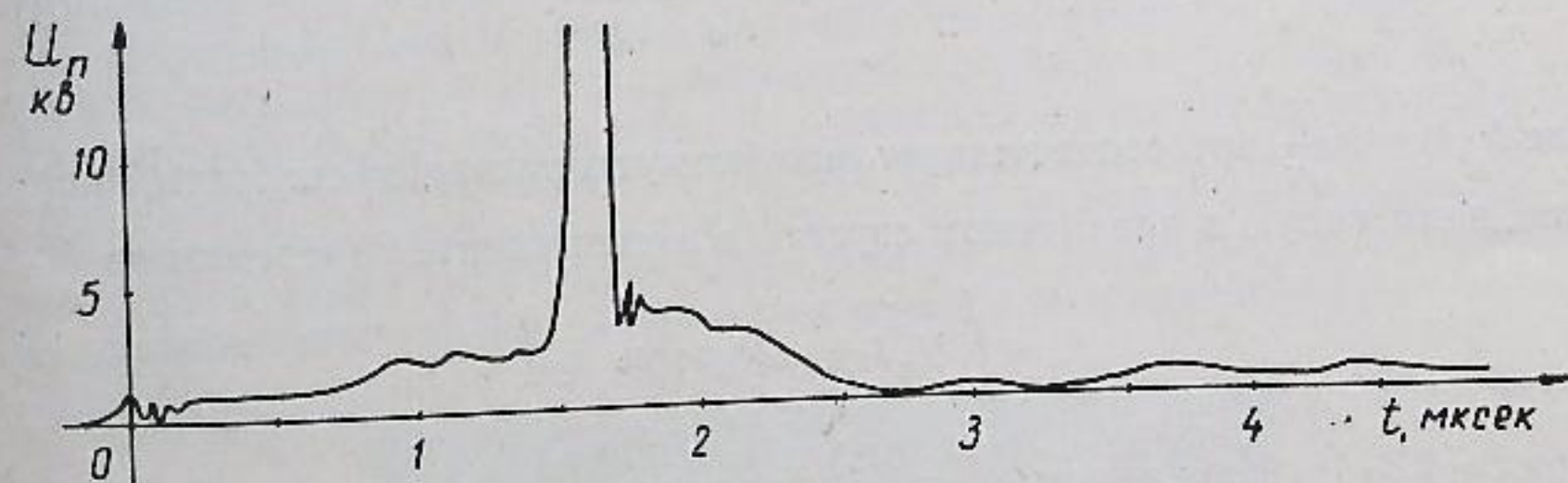


Рис. 4. Осциллограмма напряжения на плазме.

возрастает до  $15 \div 20$  кв, после чего за 0,1 мксек падает до 2,4 кв. Ширина пика напряжения составляет примерно 0,2 мксек. На фоторазвертке (рис. 5) видно последовательное возникновение нескольких светящихся слоев. Передний световой фронт через время  $\sim 0,7 \cdot 10^{-6}$  сек движется со скоростью  $1,3 \cdot 10^5$  м/сек. Если же скорость оценить в этот момент по напряжению, то получим  $v=1 \cdot 10^5$  м/сек. В момент времени  $t=1,3$  мксек скорости распространения сечения, возникающего сзади напуска, составляет  $4 \div 5 \cdot 10^5$  м/сек, тогда как скорость плазмы, оцененная в этот момент времени по величине напряжения, равна  $1,7 \cdot 10^5$  м/сек. Передний светящийся фронт за 1,4 мксек уходит от места напуска на расстояние 20 см. Этот момент времени на фоторазвертке характеризуется также тем, что в 10 см от напуска появляется ярко светящийся канал, который

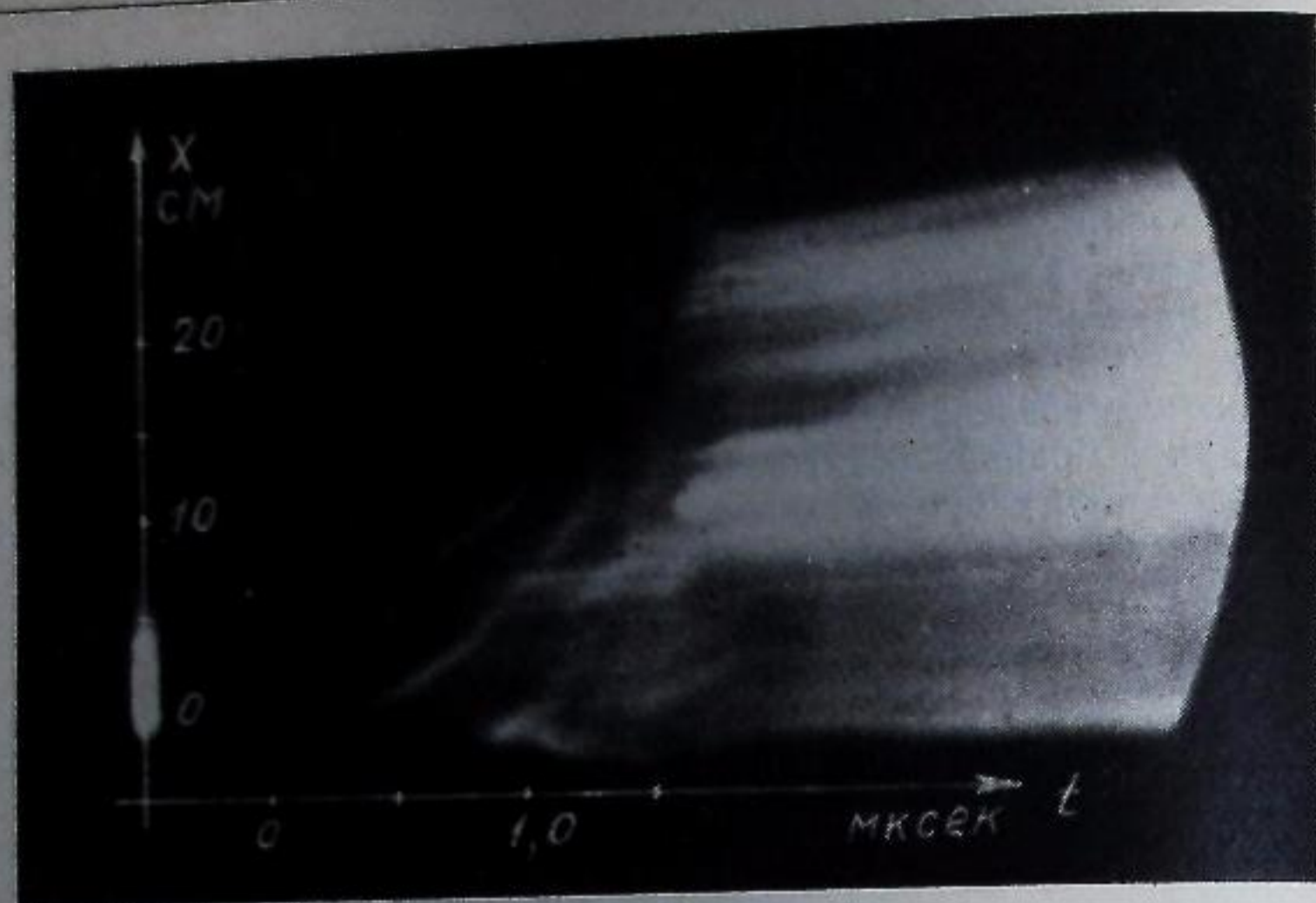


Рис. 5. Щелевая фоторазвертка ускорения плазмы (к рис. 4).  
 $V_{02}=1$  г.А;  $U_{01}=20$  кв;  $N_0=3 \cdot 10^{17}$ ;  $t_{13}=156$  мксек;  $t_{23}=58$  мксек;  $t_{34}=5,5$  мксек;  
 $t_{45}=1,5$  мксек. Вакуум  $2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

в дальнейшем почти не сдвигается. Расчетное значение энергии, вложенной в сгусток,

$$\mathcal{E} = \frac{Nm_1 v^2}{2} = 2,3 \frac{10^{19} t^3 \tau}{N_0 10^{-24}}, \quad (8)$$

где  $N(t) = N_0 \frac{t}{\tau}$ , что соответствует линейному возрастанию скорости. Энергию, запасенную в плазменном сгустке, в эксперименте определим из

$$\mathcal{E}_0 = \int_0^t U_{\text{п}} I dt = 45 t^3 10^{18} \text{ дж.}$$

При  $t = 1,3 \cdot 10^{-6}$  сек имеем  $\mathcal{E}_0 = 100$  дж; тогда, подставляя в (8) значение  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0$  и выбирая  $\tau = 1,3 \cdot 10^{-6}$  сек, получим:  $N_{\text{He}} = 6 \cdot 10^{17}$ . Эта величина в два раза превышает число напущенных атомов гелия. Следовательно, в процессе разряда в плазму дополнительно поступает газ с электродов.

Проведем теперь оценку числа быстрых частиц, ускоренных во время скачка напряжения. Электрическая энергия, вложенная во время скачка, порядка

$$\mathcal{E}_c = \int_{t_1}^{t_2} UI dt \approx 100 \text{ дж.}$$

Учитывая, что напряжение скачка больше 15 кв, примем скорость частиц  $v = 10^6$  м/сек, тогда

$$N_c = \frac{2\mathcal{E}_c}{mv^2} = \frac{2 \cdot 100 \cdot 10^7}{6,7 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{16}} = 3 \cdot 10^{16}.$$

Скачок напряжения, характеризующий срыв ускорения в результате развития неустойчивости, вызывает межэлектродные пробои. Интенсивность вторичных дуг зависит от вакуумных условий, внешних параметров и меняется от опыта к опыту. Так, на одной из фоторазверток видно, как после возникновения неподвижной ярко светящейся области продолжает распространяться вперед слабо светящийся световой фронт со скоростью  $2 \cdot 10^5$  см/сек. Из сопоставления этой фоторазвертки с осциллограммой следовало, что и после возникновения яркой области, которой обычно сопутствовал пробой, в этом случае напряжение еще поддерживалось на уровне 2,2 кв в течение 0,9 мксек. Скорость плазмы, оцененная по этой величине напряжения, составляет  $1,5 \cdot 10^5$  см/сек. Иногда процесс ускорения сопровождался несколькими последовательными скачками.

### НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЬСОТРОННОГО УСКОРЕНИЯ И ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Результаты кадровой съемки сбоку рельсов позволяют сделать некоторые заключения о характере неустойчивости ускорения плазмы в рельсотроне. На рис. 6 даны три последовательных кадра, снятых около особенности напряжения. Моменты времени, соответствующие кадрам, отмечены на осциллограмме напряжения (рис. 7). Время экспозиции отдельного кадра равно  $1,2 \cdot 10^{-8}$  сек. На втором снимке, сделанном в момент скачка напряжения, видно, что токовый фронт занимает наклонное положение относительно электродов, т. е. в области анода плазма ускоряется сильнее и выходит вперед. Такое искривление токового фронта приводит к тому, что плазма приобретает составляющую скорости по направлению к катоду, так как ускоряющая сила  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  нормальна к направлению тока. Плотность плазмы у анода начинает быстро уменьшаться, чем стимулируется еще большее искривление токового фронта. Этот процесс бурно развивается, и в результате плазма теряет контакт с электродами. Передняя часть сгустка, ускоренная в прианодной области, врзается впереди в поверхность катода, вызывая свечение последней. Это хорошо видно на третьем снимке, сделанном после пробоя. В эксперименте наблюдалось развитие неустойчивости за время

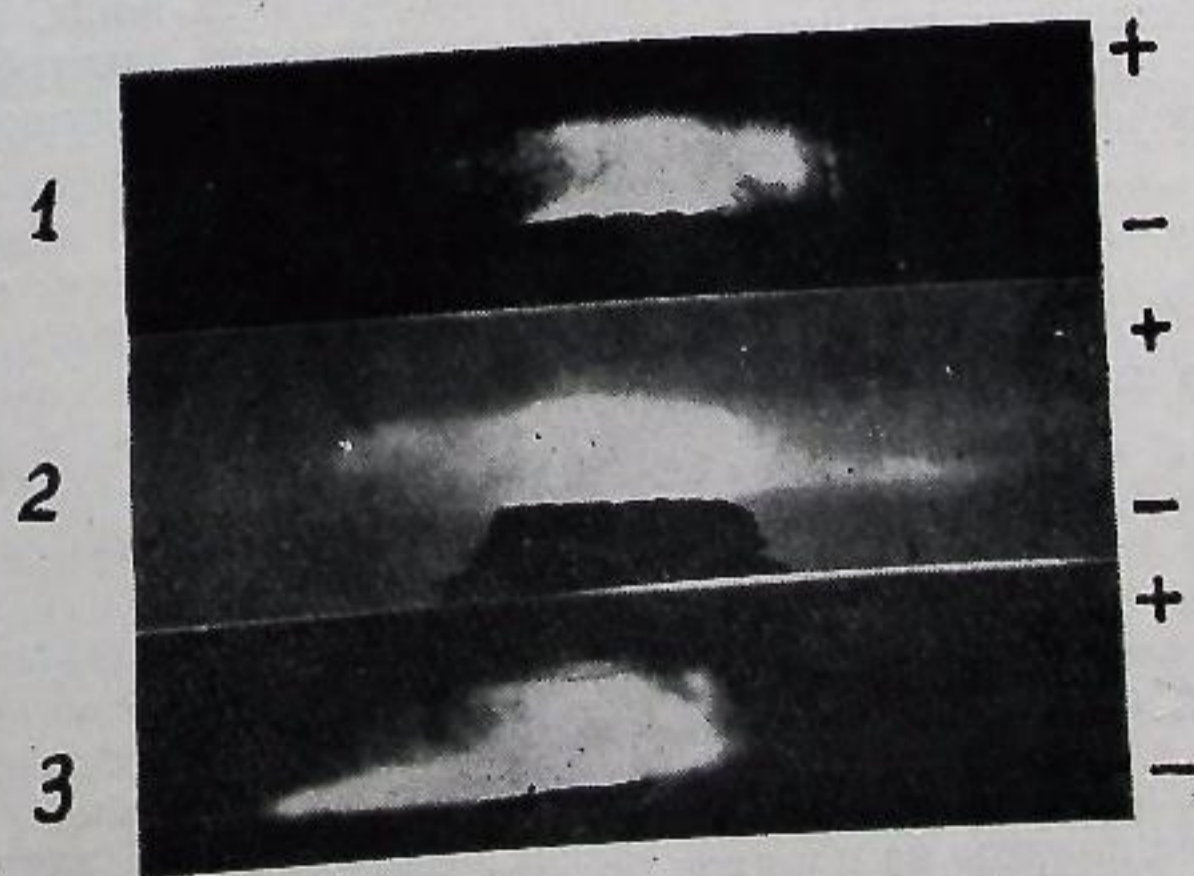


Рис. 6. Кадровая съемка ускорения плазмы.

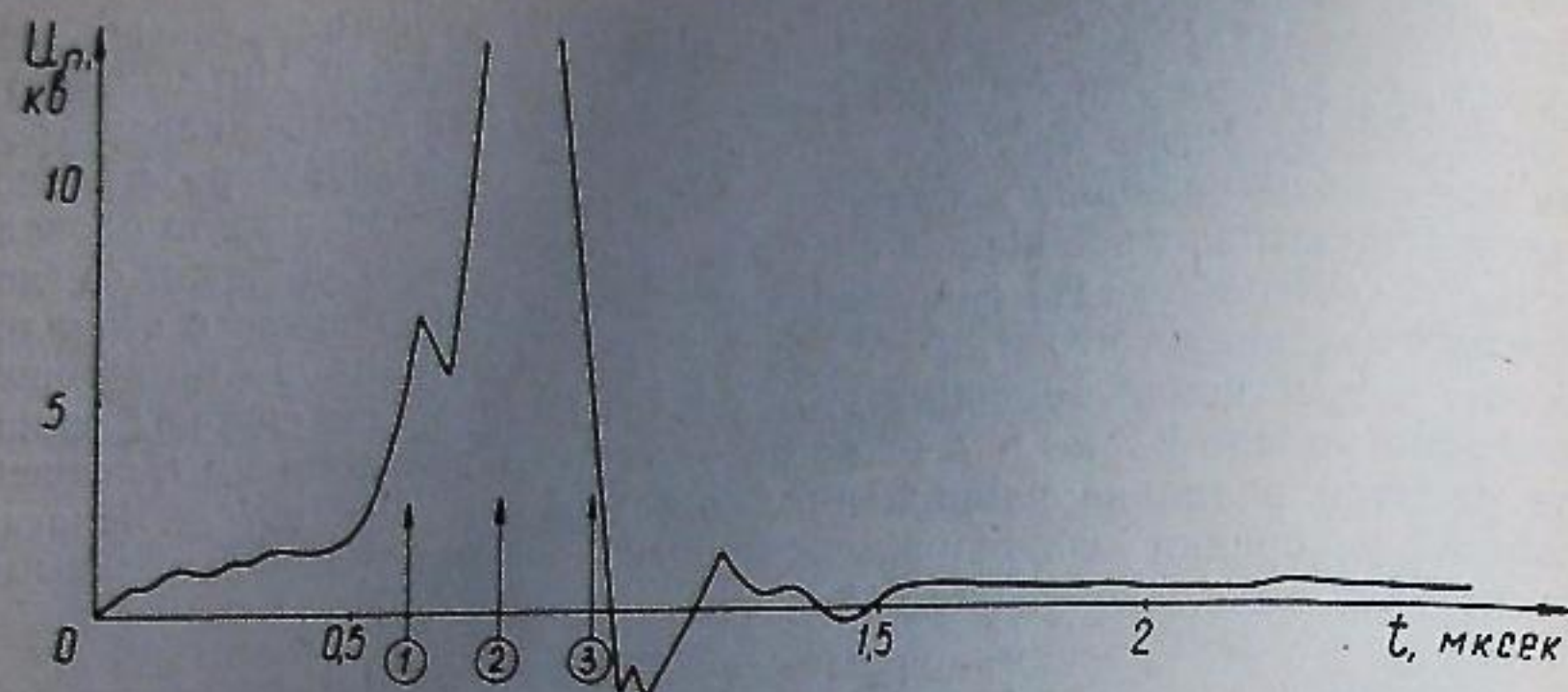


Рис. 7. Осциллограмма напряжения к рис. 6. Стрелками отмечена последовательность съемки кадров.

$\sim 10^{-7}$  сек, если это время отождествлять с длительностью нарастания скачка напряжения на электродах.

Стационарный наклонный токовый фронт наблюдал Либинг [8] при изучении структуры плазмы в рельсовом разряде. При движении разряда вдоль электродов потери плазмы восполнялись ионизацией и захватом газа, находящегося впереди токового слоя. Измерения с помощью магнитного зонда показывают, что плотность тока от катода к аноду уменьшается, причем катодное пятно отстает и весь токовый слой имеет наклон к аноду около  $45^\circ$ . Приводимые автором кадровые фотографии, сделанные с помощью ячейки Керра, дают структуру распределения света, аналогичную магнитным измерениям.

Одной из причин неравномерного распределения плотности является то, что плазма контактирует с электродами, вблизи поверхности которых существуют особые условия, определяемые эмиссией и переносом электронов и ионов в плазму. Ток переносится в основном электронами, и к ним приложено давление магнитного поля, ускоряющего плазму. Электроны смещаются вперед, в результате возникает продольное электрическое поле  $E_x$ , которое в свою очередь ускоряет ионы. В сильном магнитном поле, как это имеет место в эксперименте, электроны и ионы совершают дрейфовое движение. Плотность тока пропорциональна скорости дрейфа:

$$j_y^e = -en v_y^{dr} = -enc \frac{E_x}{B_z}, \quad (9)$$

а для ионов имеем

$$j_y^i = enc \frac{E_x - \frac{1}{e} m_i \frac{dv_x^i}{dt}}{B_z} \ll j_y^e, \quad (10)$$

так как  $m_e \ll m_i$ .

Сравнительные оценки показывают, что продольное электрическое поле в объеме плазмы на порядок больше, чем на поверхности электродов. Тогда из условия непрерывности тока имеем, что к поверхности

электродов плотность плазмы должна возрастать. Так, у катода плотность должна быть по крайней мере такой величины, чтобы восстановилась электронная проводимость поперек магнитного поля. В поле  $1 \text{ тл}$  это значение плотности оценивается величиной  $n > 10^{17} \text{ 1/см}^3$ , при этом  $\omega^e v t e i \cong 1$ .

Исследованию процессов в катодном пятне и на аноде посвящено большое число работ [9, 10], однако ввиду сложности и многообразия эффектов их механизм остается еще неясным. Контрагирование дуги и другие явления, связанные с лавинообразным повышением плотности тока, возможно, будут проявляться слабее, если внешнее магнитное поле будет нормально к поверхности электрода. Кроме того, в этом случае облегчается контакт плазмы с электродами, так как электроны, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля, могут свободно подойти к поверхности электрода или уйти с нее. В проведенных нами опытах по ускорению плазмы в рельсотроне магнитное поле было параллельно поверхности электрода. В дальнейшем предполагается внести изменения с тем, чтобы магнитные силовые линии входили в проводник. Это можно осуществить, если на поверхности электродов нанести продольные профильные канавки, размеры глубины и шага которых меньше толщины скин-слоя прорастания предварительного магнитного поля. Использование боковых поверхностей канавок в качестве мест контакта с плазмой полезно также тем, что плазмиды, вылетающие по нормали к поверхности электрода, будут рассеиваться в канавках, прежде чем попасть в межэлектродный зазор.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При рассмотрении возможностей плазменного ускорителя обычно считается, что осуществляется полный контакт плазмы с электродами по всей граничной поверхности и параметры плазмы мало зависят от характера приэлектродных явлений. В ходе проведенных нами экспериментов было выяснено, что звеном, определяющим особенности рельсотронного ускорения плазмы, являются процессы на электродах. Такими прежде всего являются процессы на катоде, связанные с эмиссией электронов и их поступлением в плазму, дуговые явления на аноде и поступление адсорбированного газа с электродов в разряд. Плазма захватывается в ускорение слоями, что можно объяснить появлением отдельных дуговых пятен на электродах. Неравномерность в распределении плотности плазмы между электродами (плотность к катоду растет) приводит к развитию неустойчивости, в результате чего плазменный ступок рассеивается и теряет контакт с электродами. В эксперименте наблюдалось несоответствие скорости плазмы, определенной из измерения напряжения на рельсах, и скорости, определенной из фоторазверток, по распространению свечения. Большие скорости распространения свечения, появляющегося в местах, где существует рассеянная плазма (от предыонизации или за токовым слоем), можно объяснить распространением альфвеновских волн малой амплитуды  $\sim 0,1 H_0$ . Большая скорость переднего светового фронта, чем дрейфовая скорость заряженных частиц в это время, возможно, также вызвана появлением нейтральных частиц, возникающих при перезарядке на быстрых ионах.

Для обеспечения контакта плазмы с электродами предполагается сделать на поверхности ускоряющих рельсов продольные профильные канавки. В местах контактирования силовые линии предварительного

магнитного поля будут пересекать поверхность проводника, что обеспечит свободный обмен электронами между плазмой и электродами.

В заключение приношу благодарность Ю. Е. Нестерихину за внимание к работе, М. И. Китаеву — за конструирование основных узлов установки, В. Н. Лукьянову — за помощь в проведении эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, С. А. Чуватин. ЖТФ, 1961, 31, 9, 1026.
2. L. C. Burkhardt, Lovberg. Phys. Fluids, 1962, 5, 3, 341.
3. J. Marshall. Nucl. Fusion, 1962, 2, 663.
4. D. C. Hagerman, J. E. Osher. Rev. Scien. Instr., 1963, 1, 60.
5. М. П. Ванюков. УФН, 1956, 60, 295.
6. Gooding, Lovberg. AJAA Journ., 1963, 1, 6.
7. К. Кростон, Р. Хэнкок, А. Робсон, С. Кауфмен, Х. Майлс, А. Эйр, Д. Вессон. Атомная техника за рубежом, 1959, 4, 3.
8. L. Liebing. Phys. Fluids, 1963, 6, 7, 1035.
9. Дж. Самервилл. Электрическая дуга. Госэнергоиздат, М., 1962.
10. С. В. Гуров, Т. А. Джафаров, А. А. Малинин, Б. А. Осадин, Ю. Ф. Тайнов. ЖТФ, 1964, 34, 5, 868.

## SUMMARY

The paper deals with the acceleration of plasma in a relsotron with the flat electrodes in the presense of transverse magnetic field. Image convertors were used for observation of plasma. Speed obtained by image convertors was compared with the one calculated from the voltage measurements at the end of the rails. Data obtained by using the above mentioned methods are discussed.

Поступило 24 сентября 1964 г.

УДК 533.95 : 538.4

А. И. Бертинов, Д. А. Бут, П. В. Васюкевич, В. Н. Калугин

### ПРОФИЛИРОВАНИЕ КАНАЛОВ ДЛЯ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ СЛАБОИОНИЗИРОВАННОГО ГАЗА В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассматривается вихревое течение электропроводного газа, тормозящегося поперечным магнитным полем. Выводятся дифференциальные уравнения, позволяющие производить общий анализ процессов в канале. Даются конечные решения этих уравнений для случаев постоянной температуры, постоянной тангенциальной скорости и постоянного числа Маха.

Известно, что в линейных каналах могут быть осуществлены различные режимы течения электропроводного газа в поперечном магнитном поле: течения с постоянной скоростью, температурой, числом Маха и т. п. [1, 2]. В случаях, когда часть энергии газа преобразуется в полезную электрическую энергию, такие «режимные» течения требуют профилирования канала по определенному закону. Аналогичная возможность существует и для вихревых течений.

Рассмотрим физическую модель, представленную на рис. 1. В кольцевой канал, образованный двумя цилиндрическими электродами (1, 2) и боковыми изоляционными стенками (3, 4), через отверстия в наружном цилиндре (1) вводится электропроводный газ с начальной тангенциальной скоростью  $v_{\varphi_0}$  и начальной радиальной скоростью  $v_r$ . Под действием перепада давления газ движется по спирали к центру и выбрасывается через отверстия во внутреннем цилиндре (2). К боковым стенкам примыкают полюсы магнита, создающего осевое магнитное поле в канале. При вращении газа в осевом магнитном поле в нем наводится ра-

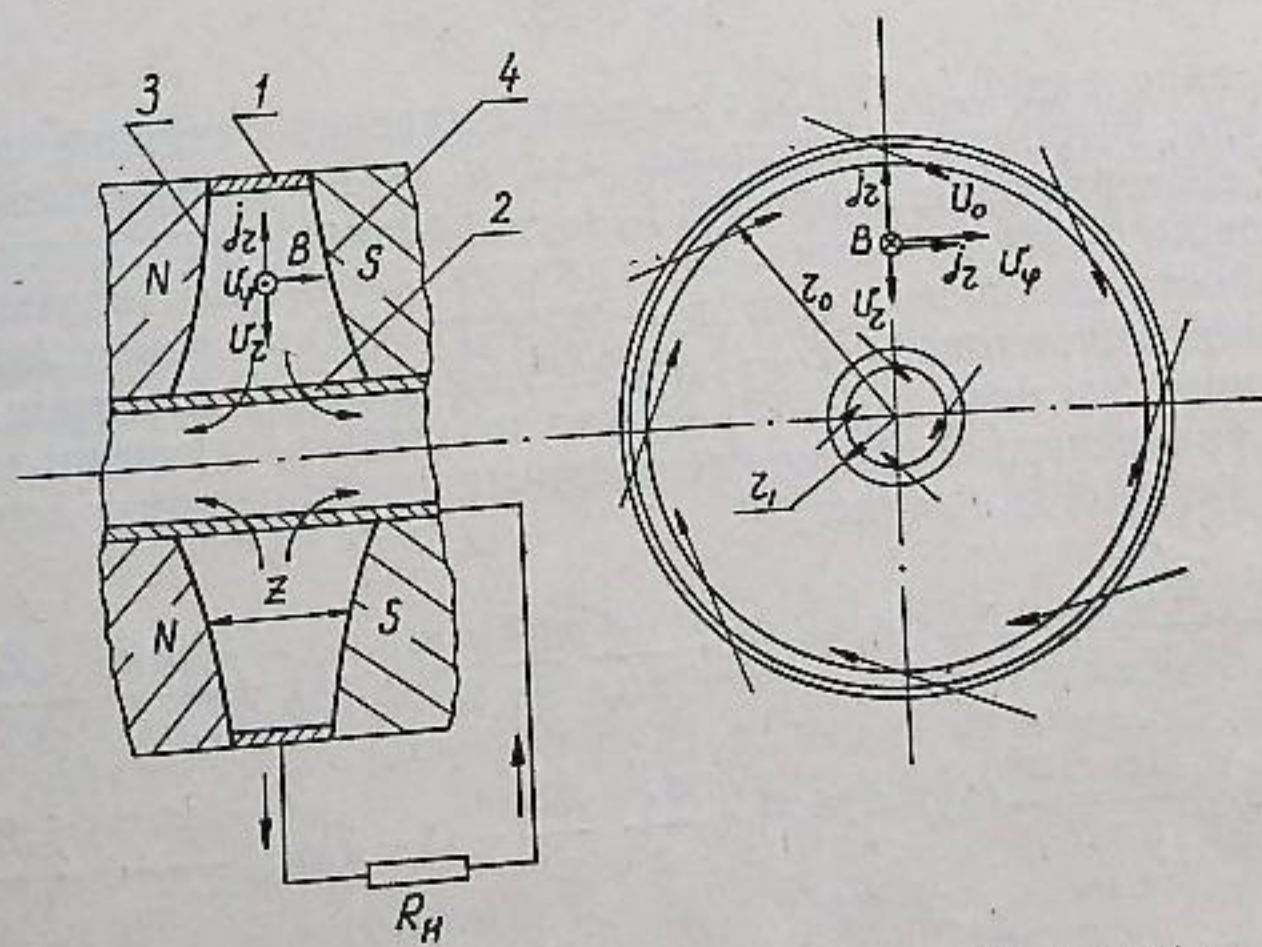


Рис. 1. Вихревое течение электропроводного газа в профилированном канале.