

НЕКОТОРЫЕ УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ «ПИНЧЕВОЙ» СТРУКТУРЫ СКИН-СЛОЯ В ПЛАЗМЕ

В. Н. Григорьев

(Москва)

В импульсных плазменных ускорителях различной геометрии часто наблюдалась неустойчивость токового слоя, проявляющаяся в его делении на отдельные узкие каналы (локальные «пинчи»). В статье качественно рассматривается обтекание этих токовых каналов плазмой. Показывается, что большая часть тока разряда может протекать через ряд узких каналов только при полном торможении ими набегающего потока плазмы. Это ограничивает область существования пинчевой структуры токового слоя по давлению сверху и снизу, если предположить, что преобладает торможение плазмы магнитным полем над вязким торможением плазмы о пинчи. Верхняя граница получается из условия торможения плазмы магнитным полем около пинчей, нижняя — из условия малости отношения теплоемкостей газа γ . С уменьшением начального давления газа время торможения плазмы уменьшается, а характерные времена процессов возбуждения и ионизации увеличиваются, поэтому условие $\gamma \approx 1$ перестает выполняться. Результаты сравниваются с экспериментом. Индукционные токи в плазме около пинчей являются также причиной устойчивости сетки токовых каналов.

Развитие импульсного сильноточного разряда в газе низкого давления, согласно [1], происходит следующим образом. После пробоя и достижения определенного значения проводимости газа во всем объеме дальнейший рост тока имеет место только в поверхностном скин-слое, который при условии достаточной плотности частиц в нем действует как непроницаемый поршень на находящийся впереди него газ (модель «снежного плуга»). Эта схема, по-видимому, хорошо выполняется в Z-пинче, если судить по времени схлопывания токового цилиндра [2]. Однако в коаксиальных и рельсовых плазменных ускорителях полное сгребание газа токовым слоем имеет место далеко не всегда (см., например, [3]). Об этом же свидетельствует наблюдаемый широкий спектр скоростей плазменного сгустка.

На скоростных фотографиях импульсных разрядов самой различной геометрии (Z- и θ -пинчи, коаксиальный и рельсовый плазменный ускорители) было замечено, что токовый слой часто делится на ряд каналов [4-12], через которые протекает основная ток. Последнее следует из большего ускорения их по сравнению с остальной плазмой [4, 5], из расположения катодных пятен вдоль электродов и большого значения плотности плазмы в каналах [11]. Наблюдается хорошая воспроизводимость от разряда к разряду этого явления.

Эксперименты с Z-пинчем [7] показали, что деление токового слоя на пинчи практически не влияет на скорость его движения, которая хорошо соответствует расчетам по модели «снежного плуга», хотя диаметр каналов (определенный, правда, по распределению свечения, а не плотности тока) много меньше расстояния между ними. С другой стороны, в плазменных ускорителях рельсового типа пинчи незначительно увлекают газ, наполняющий трубку [11]. Пинчевая неустойчивость скин-слоя наблюдается в области давлений от нескольких мм до нескольких мк рт. ст. [8]. Обе границы по давлению сильно зависят от рода газа, в котором происходит разряд, причем верхняя граница приблизительно обратно пропорциональна молекулярному весу газа [8]. В рельсовом ускорителе при низких начальных давлениях газа ($p < 20$ мк рт. ст.) появление пинчей происходит при некоторой оптимальной скорости газовой деления из электродов и стенок [12].

Однородное поперечное магнитное поле слабо влияет на пинчи, пока его величина меньше магнитного поля самих пинчей [11]. Неоднородное по длине пинчей поперечное магнитное поле вызывает их распад, если величина внешнего поля сравнима с полем пинчей. Распад пинчей наблюдался автором в ускорителе рельсового типа, когда один из электродов вырезался таким образом, что на некотором участке рельса его поперечный размер уменьшался до диаметра пинча, который много меньше расстояния между электродами (конструкция установки описана в [11]).

Неустойчивость плоского токового слоя в плазме была показана неоднократно [13, 14]. В условиях экспериментов образовавшиеся «пинчи» движутся сквозь плазму. Поэтому рассмотрим случай, когда значительная часть разрядного тока протекает через ряд узких каналов) считая для этого случая проводимость пинчей равной бесконечности).

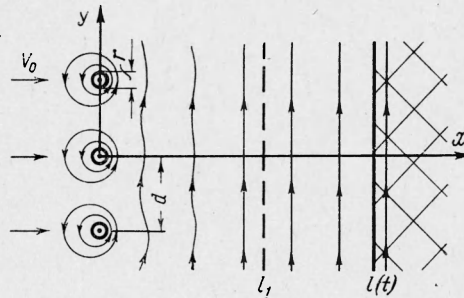
Будем считать, что плоский скин-слой распался на ряд одинаковых токовых каналов (пинчей), и рассмотрим обтекание их сжимаемым газом постоянной проводимости σ_0 . На фигуре изображены силовые линии магнитного поля около и позади пинчей. Пинчи расположены в плоскости zOy , направление тока в них параллельно оси z . Плазма занимает пространство $x < l$ и движется вдоль оси x . Общий ток разряда считается постоянным. В плазме позади пинчей наводится электродвижущая сила, направление которой совпадает с направлением тока в пинчах, поэтому происходит перераспределение тока между пинчами и плазмой. Делая некоторые предположения относительно характера движения плазмы, будем искать условия, при которых значительная часть общего тока разряда может протекать через пинчи.

Граничные условия

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = \mathbf{H} = 0, \quad \mathbf{V} = V_0 \mathbf{i} \\ \rho = \rho_0, \quad p = p_0 \quad \text{при } x = -\infty \end{aligned}$$

На поверхности плазмы

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = H_0 \mathbf{j} \quad (H_0 = \text{const}) \\ p = \rho = 0 \quad \text{при } x = l \quad (l \gg d) \end{aligned}$$



Магнитное давление много больше газокINETического давления невозмущенной плазмы $H_0^2 / 8\pi \gg p_0$.

Предположим, что на некотором расстоянии от пинчей $x > l_1$ ($d < l_1 \ll l$) в результате вязкости и торможения плазмы магнитным полем движение ее становится одномерным.

Оценим величину скорости плазмы позади пинчей $l_1 \leq x \leq l$, считая ее не зависящей от x и плотность тока постоянной

$$H = H_1 + (H_0 - H_1) (x - l_1) / (l - l_1) \quad (H_1 = H(l_1) \geq 1/2 H_0)$$

Из уравнения магнитного поля

$$\partial H / \partial t + \partial (VH) / \partial x = c^2 (4\pi\sigma_0)^{-1} \partial^2 H / \partial x^2$$

следует

$$\partial H / \partial t = -V_1 \partial H / \partial x$$

Полагая далее, что вблизи пинчей $\partial H / \partial t$ имеет такой же порядок, проинтегрируем по x от l_1 до l выражение для плотности тока

$$j = c (4\pi)^{-1} \partial H / \partial x = \sigma_0 (E_z + c^{-1} V H) \quad \left(E_z = c^{-1} \int_{-\infty}^x \partial H_y / \partial t dx \right)$$

Это дает $H_0 - H_1 = 4\pi c^{-2} \sigma_0 V_1 H_1 l$, следовательно, $4\pi c^{-2} \sigma_0 V_1 l < 1$. Сравнивая это с условием образования скин-слоя в плазме $4\pi c^{-2} \sigma_0 R V_0 \gg 1$, где R — характерный размер плазмы и R / V_0 — характерное время процесса схлопывания токовой оболочки, и учитывая, что $l / V_1 \approx R / V_0$, получаем $l \ll R$ и $V_1 \ll V_0$ — условие полного торможения обтекающей пинчи плазмы. Учет увеличения проводимости плазмы в результате ее нагрева при торможении только усилит последнее неравенство.

Предположим также, что характерное время Δt изменения параметров плазмы и поля вблизи пинчей $x < l_1$, где происходит в основном ее торможение, имеет порядок или больше времени всего процесса $\Delta t \gtrsim R / V_0$. Тогда можно считать торможение плазмы стационарным, так как время торможения $\tau \approx l_1 / V_0$ много меньше времени изменения параметров плазмы и поля $\tau \approx l_1 / V_0 \ll R / V_0 \ll \Delta t$.

Величина скорости плазмы V_0 устанавливается такой, что ускоряющая пинчи сила

$$F = \frac{1}{2c^2} (In)^2 \frac{dL}{dx} \gg \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{nd}{8\pi}$$

(где I — ток пинча, n — число пинчей, dL/dx — индуктивность единицы длины электродов) уравнивается тормозящей силой со стороны потока плазмы. Радиус пинчей считаем достаточно малым по сравнению с расстоянием между ними ($r \ll \bar{d}$), чтобы пренебречь вязким торможением плазмы о поверхность пинчей по сравнению с индукционным торможением плазмы магнитным полем. Под последним подразумевается взаимодействие токов, индуцированных в плазме при движении ее во внешнем магнитном поле, с этим полем. Таким образом, магнитное давление $H_0^2/8\pi$ действует только на плазму.

Если пренебречь потоком тепла от пинчей к плазме и лучистым теплопереносом, по сравнению с потоком кинетической и внутренней энергией плазмы, и считать отношение теплоемкостей газа постоянным $\gamma = \text{const}$, то для стационарного потока плазмы законы сохранения энергии, импульса и массы для $x = -\infty$ и $x = l_1$ можно записать в виде

$$\frac{V_0}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{V_1^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} \quad (1)$$

$$\rho_0 V_0^2 = H_1^2/8\pi + p_1 + \rho_1 V_1^2, \quad \rho_0 V_0 = \rho_1 V_1$$

Учитывая, что $V_1 \ll V_0$ и, следовательно, $dV_1/dt \approx V_1 V_0/R \ll V_0^2/R$, из уравнения движения для плазмы позади пинчей $x \gg l_1$ получим

$$\rho_0 R dV_1/dt = p_1 - (H_0^2 - H_1^2)/8\pi \ll \rho_0 V_0^2$$

Из уравнений (1) и этого неравенства следует

$$\rho_0 V_0^2 = \frac{H_0^2}{8\pi}, \quad \frac{\gamma-1}{2\gamma} < \frac{V_1}{V_0} \ll 1 \quad (2)$$

т. е. отношение теплоемкостей газа должно быть достаточно мало $\gamma \approx 1$.

Пинчи создают в обтекающей их плазме неоднородности с характерным размером по оси y порядка расстояния между пинчами d , поэтому токи плазмы, находящейся позади пинчей на расстоянии от них, много большем d , не могут создать в области пинчей магнитное поле, сравнимое с H_0 , и оказать заметное тормозящее действие на них, т. е. ускоряющая пинчи сила, которая предполагается большей $(1/2 H_0)^2/8\pi$, уравнивается реакцией плазмы, находящейся от них на расстоянии порядка или меньше d и равной

$$\iint \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} dx dy > \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 \frac{d}{8\pi} \quad (\mathbf{j} = \frac{\sigma_0}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H})$$

где интеграл берется по площади $-1/2 kd \leq x \leq 1/2 kd$, $-1/2 d \leq y \leq 1/2 d$ (k — коэффициент порядка единицы). Оценка интеграла по максимуму дает

$$\frac{\sigma_0}{c^2} \iint |\mathbf{V} \times \mathbf{H}| \times \mathbf{H} dx dy < k \frac{\sigma_0}{c^2} \left(\frac{H_0}{2}\right)^2 V_0 d$$

и, следовательно, $k 8\pi c^{-2} \sigma_0 V_0 d > 1$.

После исключения из этого неравенства V_0 при помощи (2) получим

$$\rho_0^{1/2} < k (8\pi)^{1/2} c^{-2} \sigma_0 H_0 d \quad (3)$$

Таким образом, торможение плазмы магнитным полем пинчей происходит лишь при достаточно малой плотности газа. Отсюда также следует существование минимального расстояния между пинчами и, следовательно, максимального их числа, которое пропорционально H_0 или разрядному току.

Полученное ранее условие $\gamma \approx 1$ фактически есть ограничение снизу области существования пинчей по плотности газа, так как для выполнения $\gamma \approx 1$ характерное время процессов возбуждения и ионизации должно быть мало по сравнению с временем торможения плазмы $\tau_i \ll d/V_0 = (8\pi)^{1/2} dH_0^{-1}\rho_0^{1/2}$. Характерное время ионизации обратно пропорционально концентрации атомов, сечению ионизации и скорости электронов

$$\frac{1}{\tau_i} = n_a \langle \sigma_i v_e \rangle, \quad \langle \sigma_i v_e \rangle = \int_{v_e^*}^{\infty} \sigma_i(v_e) v_e f(v_e) dv_e$$

Здесь $f(v_e)$ — функция распределения электронов по скоростям, $1/2 m_e v_e^{*2} = E_i$ — энергия ионизации. Аналогичное выражение имеет место для процессов возбуждения. Температура электронов заторможенной плазмы при учете только упругих столкновений пропорциональна квадрату скорости V_0 и атомному весу ионов M , но произведение $\langle \sigma_i v_e \rangle$ имеет максимум с ростом температуры электронов $\langle \sigma_i v_e \rangle_*$, поэтому для плотности имеет место ограничение снизу

$$\rho_0^{3/2} \gg \frac{MH_0}{\langle \sigma_i v_e \rangle_* d} \quad (4)$$

Когда кинетическая энергия атомов $1/2 MV_0^2$ меньше энергии электронов, при которой $\sigma_i(v_e)$ имеет максимум, лучше для оценок взять в выражении (4) температуру электронов, равную температуре заторможенной плазмы, с учетом только упругих столкновений.

Это значение минимальной плотности является сильно заниженным, так как нагрев электронов плазмы в результате ее торможения может увеличить проводимость плазмы до значений, сравнимых с проводимостью пинчей, и, если судить по измеренной величине температуры в пинчах [11], это произойдет значительно раньше, чем газокинетическое давление в заторможенной плазме сравняется с магнитным $H_0^2/8\pi$. Поэтому минимальную плотность получим более точно, если подставим в правую часть неравенства (4) температуру электронов в пинчах. Чтобы через пинчи протекала большая часть общего тока, омическое сопротивление их должно быть такого же порядка или меньше сопротивления заторможенной плазмы $\sigma_1 r^2 \cong \sigma_1 R d V_1 / V_0$, где σ и r — проводимость и радиус пинчей, σ_1 — проводимость заторможенной плазмы. При достаточно полном торможении $V_1/V_0 \ll 1$ это условие будет выполняться, когда проводимость плазмы пинчей ненамного больше проводимости заторможенной плазмы. Впереди пинчей $x \ll -d$ ток равен нулю, так как $E = H = 0$.

Полученное соотношение $V_1 \ll V_0$ относится также к случаю $\omega_e \tau_e \gg 1$ (ω_e — Ларморова частота электронов и τ_e — время между столкновениями), так как в плазме позади пинчей ток Холла отсутствует ($j_x = 0$). Но около пинчей, вообще говоря, ток Холла не равен нулю, поэтому анизотропия проводимости может только усилить неравенство (3).

Для торможения слабо ионизованной плазмы, длина свободного пробега атомов в которой велика по сравнению с d , кинетическая энергия атомов должна быть достаточно для их ионизации $1/2 MV_0^2 > E_i$ или величина магнитного поля достаточно велика $H_0^2 > 16\pi\rho_0 E_i M^{-1}$.

Экспериментальное исследование Z-пинча [7] показало хорошее совпадение скорости движения токового слоя с расчетами по модели «снежного плуга», независимо от того, однороден токовый слой или состоит из отдельных каналов. Лобовым сопротивлением набегающего газа можно пренебречь, так как $r \ll d$. Вязкое торможение пинчей о плазму также мало ($N_{Re} \gg 1$), в то же время численные оценки, в которых использовались параметры разряда, взятые из работ [6-9], показывают, что область существования пинчей удовлетворяет неравенствам (3) и (4), полученным из условия полного торможения плазмы магнитным полем пинчей. Согласно [9], эта область ограничена давлениями: в кислороде и азоте $0.5 > p_0 > 0.1$ мм рт. ст., в водороде $10 > p_0 > 0.5$ мм рт. ст., в аргоне $0.1 > p_0 > 0.025$ мм рт. ст. и в гелии $1 > p_0 > 0.5$ мм рт. ст. Верхняя граница, в согласии с (3), приблизительно обратно пропорциональна молекулярному весу газа. Нижнее давление меньше у газов с большим молекулярным весом и большим сечением ионизации (аргон) и соответственно больше у легких газов с маленькими сечениями ионизации (водород и гелий). Ниже приводятся численные оценки для аргона.

Основные параметры разряда [6-9]: диаметр трубки $2R = 15$ см, ее длина 62 см, максимальный ток первого полупериода составлял $\sim 2 \cdot 10^5$ а и достигался за время $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ сек, число пинчей было $n \approx 10$ [7], фиг. 1). Все параметры разряда возьмем в момент времени, когда токовая оболочка достаточно отошла от стенок и имеет радиус $0.7 R$ [7], фиг. 2) (ближе к оси точность измерения скорости и положения пинчей уменьшается). Расстояние между пинчами, общий ток разряда и магнитное поле равняются

$$d = 2\pi \cdot 0.7 R n^{-1} = 3.3 \text{ см}, \quad In = 1.3 \cdot 10^5 \text{ а}$$

$$H_0 = 2c^{-1} In (0.7 R)^{-1} = 5.24 \cdot 10^3 \text{ э}$$

Проводимость плазмы не измерялась, поэтому оценим ее из условия образования скин-слоя $\sigma_0 \gg c^2 (4\pi)^{-1} TR^{-2} = 5 \cdot 10^{12}$ ед. CGSE, где $T \approx 4 \cdot 10^{-6}$ сек — время схлопывания токовой оболочки. Положим $\sigma_0 = 5c^2 (4\pi)^{-1} TR^{-2} = 2.5 \cdot 10^{13}$ ед. CGSE, что соответствует проводимости при температуре электронов ~ 2.5 эв. Подставив в формулу (3) значения σ_0 , d и H_0 , получаем $\rho_0 < 5.5 \cdot 10^{-6}$ г см⁻³. Плотность аргона при начальном давлении 0.1 мм рт. ст. составляет $\rho_0 = 2.35 \cdot 10^{-7}$ г см⁻³.

При минимальном давлении аргона $p_0 = 0.025$ мм рт. ст. характерное время ионизации τ_i должно быть мало по сравнению с временем торможения плазмы $\tau_i \ll d/V_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-6}$ сек. Температура плазмы пинчей в этих экспериментах не измерялась, поэтому оценим τ_i при температуре электронов, равной температуре торможения плазмы. Наблюдаемая при этом давлении скорость пинчей $V_0 = 2.3 \cdot 10^6$ см/сек соответствует кинетической энергии атомов аргона, равной ~ 110 эв, поэтому за время торможения произойдет трехкратная ионизация аргона, и температура торможения оказывается равной $\sim 4 \cdot 10^4$ °К.

Когда температура электронов достаточно мала $kT_e \ll E_i$, сечение ионизации можно использовать в виде $\sigma_i(v_e) \approx C (1/2 m_e v_e^2 - E_i)$. Интегрирование выражения для τ_i дает

$$\frac{1}{\tau_i} = c p_0 \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} (E_i - 2kT_e) \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right)$$

Подставив значение энергии ионизации аргона $E_i = 15.7$ эв, постоянную сечения неупругого столкновения $C = 0.7$ см⁻¹ в мм рт. ст.⁻¹ [15], давление $p_0 = 0.025$ мм рт. ст. и $T_e = 5 \cdot 10^4$ °К, получаем $\tau_i = 2.2 \cdot 10^{-6}$ сек. Если считать, что двухкратная и трехкратная ионизация аргона происходят ступенчато и наиболее медленным процессом является переход из основного состояния на первый возбужденный, то время ионизации Ar^+ и Ar^{2+} имеет такой же порядок, так как первые потенциалы возбуждения Ar^+ и Ar^{2+} малы (~ 15 эв), а постоянные сечения возбуждения обычно одного порядка. Учитывая быстрое уменьшение τ_i при увеличении T_e , температура электронов не может намного превышать температуру торможения аргона с учетом ионизации, поэтому τ_i можно считать малым.

Когда условия (3) и (4) не выполняются, время существования пинчей, на которые делится плоский токовый слой, мало сравнительно с временем процесса R/V_0 , следовательно, неустойчивость токового слоя в этих областях давлений проявится в основном в его размывании по направлению движения.

Распад пинчей происходит из-за уменьшения в них тока, вызываемого плазмой, сквозь которую движутся пинчи, при неполном ее торможении. Это справедливо в основном для θ -пинчей, где токи замыкаются в плазме, а также для Z-пинчей и линейных ускорителей плазмы при достаточно большом начальном давлении и напряжении на конденсаторах. Однако известно [16, 17], что при низких давлениях, малых расстояниях между электродами и малой длительности импульса напряжения напряжение возникновения дугового разряда через газ велико даже при наличии значительной ионизации газа. Если считать, что электрическое поле приэлектродных объем-

ных зарядов скомпенсировало индукционную электродвижущую силу $c^{-1} [VH]$, так что общий ток на электроды через плазму, обтекающую пинчи, стал пренебрежимо мал (плазма изолирована от электродов и пинчей), и рассматривать только замкнутые токи в ней, то полное сгребание пинчами плазмы, вообще говоря, не обязательно [11]. В линейных ускорителях, где напряжение между электродами недостаточно для возникновения дугового разряда через окружающую пинчи плазму, замкнутые токи в ней текут в основном вблизи пинчей, поэтому пинчевая структура токового слоя может быть причиной широкого спектра скоростей в плазменном сгустке, как это имело место в рельсовом ускорителе [11].

По теореме Ирншоу [18] токовые каналы не могут находиться в устойчивом равновесии под действием одних только магнитных сил. Но эксперимент показывает хорошую устойчивость сетки токовых волокон в течение всего процесса схлопывания токовой оболочки [3, 6]. Эта устойчивость может быть связана с индукционными токами в плазме, обтекающей пинчи. При увеличении расстояния между двумя пинчами, по сравнению со средним, увеличивается доля плазмы, тормозящейся позади них, т. е. между этими пинчами появляется дополнительный ток, направление которого совпадает с током пинчей, что означает возникновение дополнительной притягивающей пинчи силы.

В заключение автор благодарит А. К. Мусина за полезное обсуждение.

Поступила 15 II 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский С. И., Мигдал А. Б. Процессы в плазменном столбе при быстром нарастании тока. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 2, Изд-во АН СССР, 1958.
2. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, 1961.
3. Burkhardt L. C., Lovberg A. H. Current sheet in a coaxial plasma gun. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, No 3.
4. Комельков В. С. Самосжимающиеся разряды в дейтерии при больших скоростях нарастания тока. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 1958, т. 35, № 1.
5. Кварцхава И. Ф., Кервалидзе К. Н., Зуквакишвили Г. Г., Гваладзе Ю. С. Опыт использования вспомогательного разряда для исследования свойств плазмы в Θ -пинче с захваченным обратным магнитным полем. *Ядерный синтез*, 1963, т. 3, № 3.
6. Surzon F. L., Churchill R. J. Framing camera studies of Z pinch in nitrogen. *Canad. Journ. Phys.*, 1962, vol. 40, No. 9.
7. Surzon F. L., Churchill R. J., Howard R. Pressure dependent characteristics of the Z pinch in argon and nitrogen. *Proc. Phys. Soc.*, 1963, vol. 81, No 2.
8. Surzon F. L., Churchill R. J., Howard R. Streamers in the nitrogen pinch. *Phys. Letters*, 1962, vol. 1, No 8.
9. Churchill R. J., Surzon F. L. Axial streamers in the Z pinch. «Compt. rend. 6 Conf. internat. phénomènes ionizat. gaz», Paris, 1963, vol. 2.
10. Кварцхава И. Ф., Меладзе Р. Д., Суладзе К. В. Опыты по электродинамическому ускорению плазмы. *Ж. техн. физ.*, 1960, т. 30, № 3.
11. Григорьев В. Н. О структуре плазменного сгустка в электродинамическом ускорителе. *ПМТФ*, 1965, № 2.
12. Григорьев В. Н. О «пинчах», наблюдаемых в рельсовых плазменных ускорителях. *ПМТФ*, 1965, № 4.
13. Tanaka Masatoshi. An instability of the accelerated plasma. *J. Phys. Soc. Japan*, 1965, vol. 20, No 1.
14. Furth H. P., Killen J., Rosenbluth M. N. Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch. *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, No 4.
15. Грановский В. Л. Электрический ток в газе, т. I. Гостехиздат, 1962.
16. Кларфельд Б. Н., Гусева Л. Г. О природе положительных вольтамперных характеристик электрического разряда низкого давления. *Ж. техн. физ.*, 1965, т. 35, № 2.
17. Андреев В. Д. Исследование механизма возникновения катодного пятна нетермической дуги низкого давления. Дисс., ВЭИ, 1949.
18. Тамм Е. И. Основы теории электричества. Гостехиздат, 1954.