

## ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИИ ВАКУУМНЫХ ЛИНИЙ

Г. Т. Головин, А. В. Гордеев, В. Д. Королев,  
В. П. Смирнов, А. С. Черненко

(Москва)

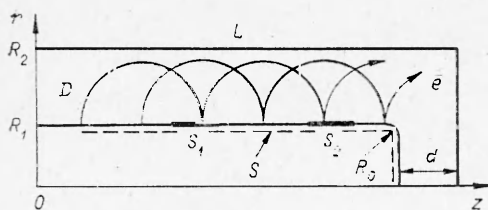
Магнитная самоизоляция вакуумных промежутков позволяет достичь электрических полей  $> 10^6$  В/см благодаря экранировке отрицательного электрода слоем магнитных электронов [1]. В результате оказывается возможным передавать по вакуумным линиям потоки энергии и концентрировать их до плотностей  $\geq 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, что находит, в частности, применение в крупномасштабных установках, например «Ангара-5» [2]. Несмотря на широкое практическое использование эффекта самоизоляции, в настоящее время пока нет завершенной теории равновесия электронных слоев. Наиболее развитыми являются гидродинамическая бриллюэновская модель и кинетическая модель с одним типом траекторий. Гидродинамическая модель, не учитывающая давление в слое электронов (бриллюэновское течение), хорошо описывает цилиндрические линии. Более реалистичная кинетическая модель, учитывающая один тип траекторий электронов, предсказывает существование равновесных конфигураций только для плоских и цилиндрических линий, причем в последнем случае внешний электрод должен быть отрицательным [3]. Важный случай сходящихся конических линий, существенный для концентрации потока энергии, лишь приближенно описывается гидродинамической моделью. В самосогласованном кинетическом, а также в одночастичном приближении решения отсутствуют, что является следствием зависимости азимутального магнитного поля от расстояния до вершины конуса [4]. Большие трудности возникают также при попытках аналитического описания связи линии п-диоода на конце линии. Этот вопрос является частным случаем задач о неоднородных линиях, приближенные методы расчета которых пока только формируются. В качестве примера можно сослаться на адиабатическую модель сильноточного диода [5]. Существующая ситуация настоятельно требует развития методов численных расчетов линий различных конфигураций. В настоящее время для таких задач применяются расчеты по методу установления с использованием макрочастиц. Однако непосредственное применение метода установления к расчету линии приводит к большим флуктуациям, которые существенно уменьшают точность, перегружают память ЭВМ и увеличивают время расчета. Описанный в данной работе новый стационарный численный алгоритм исключает возникновение флуктуаций и работает практически при любой геометрии электродов, здесь приводятся результаты численных расчетов линий с магнитной изоляцией для двух конфигураций (цилиндрической и конической) и сравниваются с экспериментом.

Наиболее общая геометрия вакуумной коаксиальной линии изображена на фиг. 1. Внутренний цилиндр радиуса  $R_1$  является катодом, а внешний радиуса  $R_2$  — анодом. Острая кромка катода в торце коаксиальной линии скруглена, и радиус закругления  $R_0$  составляет приблизительно 1% от  $R_1$ . Величину ускорительного зазора на выходе коаксиальной линии обозначим через  $d$ . При больших значениях приложенной к электродам разности потенциалов  $U$  на части катода  $S$  (на фиг. 1 она показана штриховой линией) возникает взрывная эмиссия электронов [6]. Следствием взрывной эмиссии является равенство нулю для установившегося движения электронов величин нормальной компоненты напряженности электрического поля  $E_n$  на поверхности  $S$ :  $E_n = 0$ . Это условие служит для определения на  $S$  плотности тока эмиссии  $j_a$ .

Стационарное движение РЭП в вакуумной коаксиальной линии может быть описано с помощью системы уравнений Максвелла и уравнения Власова:

$$(1) \quad \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi\rho = -4\pi e \int f d^3p, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = -\frac{4\pi}{c} e \int \mathbf{v} f d^3p, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \\ (\mathbf{v}\nabla) f - e \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}] \right) \frac{\partial f}{\partial p} &= 0 \end{aligned}$$

с заданными граничными условиями. В системе (1)  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  — напряженность электрического и магнитного полей;  $\rho$  и  $\mathbf{j}$  — плотность заряда и то-



Ф и г. 1

ка,  $f$  — функция<sup>1</sup> распределения электронов;  $-e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $c$  — скорость света; импульс  $p$  и скорость  $v$  электронов связаны соотношением

$$v = \frac{p}{m} \left( 1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} \right)^{-1/2}.$$

Ввиду трудности интегрирования кинетического уравнения

Власова на практике обычно интегрируются уравнения движения отдельных частиц

$$\frac{dr}{dt} = v, \quad \frac{dp}{dt} = -e \left( E + \frac{1}{c} [vH] \right)$$

которые являются характеристиками кинетического уравнения. В этом случае система уравнений (1) в цилиндрических координатах  $r, \theta, z$  имеет вид, приведенный в работе [7].

#### 1. Стационарные уравнения Максвелла

$$(2) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Phi}{\partial r} = -4\pi \rho;$$

$$(3) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) = \frac{4\pi}{c} j_z, \quad -\frac{\partial H_\theta}{\partial z} = \frac{4\pi}{c} j_r$$

с граничными условиями для потенциала  $\Phi$  и компоненты напряженности магнитного поля  $H_\theta$

$$(4) \quad \Phi|_K = 0, \quad \Phi|_A = U, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0,$$

$$\Phi \Big|_{R_1 < r < R_2}^{z=0} = U \frac{\ln \frac{r}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}}, \quad H_\theta|_{r=0} = 0.$$

#### 2. Уравнения движения электронов

$$(5) \quad \frac{dv_z}{dt} = -\frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left\{ E_z + \frac{1}{c} v_r H_\theta - \frac{1}{c^2} v_z (v_z E_z + v_r E_r) \right\},$$

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left\{ E_r - \frac{1}{c} v_z H_\theta - \frac{1}{c^2} v_r (v_z E_z + v_r E_r) \right\},$$

$$\frac{dr}{dt} = v_r, \quad \frac{dz}{dt} = v_z, \quad E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad E_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

с начальными условиями

$$r(s, 0) = r^0(s), \quad z(s, 0) = z^0(s),$$

$$v_r(s, 0) = v^0(s) \cos(e_r, n(s)), \quad v_z(s, 0) = v^0(s) \cos(e_z, n(s)),$$

где  $v^0, r^0, z^0$  — задаваемые при формулировке конкретной задачи константы;  $n(s)$  — направление нормали в области  $D$  к катоду в его точке;  $s, e_r, e_z$  — направляющие вектора осей координат;  $v^2 = v_r^2 + v_z^2$ ;  $s$  — координата вдоль поверхности  $S$ .

3. Соотношения для определения величин функций  $\rho$  и  $j$  в любой точке  $M$  области  $D$

$$(6) \quad \rho(M) = \frac{eN(V_M)}{V_M}, \quad j(M) = \frac{e \sum_{k=1}^{N(V_M)} v_k}{V_M} = \rho(M) v(M),$$

где  $V_M$  — объем заданной величины и формы, окружающий точку  $M$ ;

$N(V_M)$  — число электронов, попавших в этот объем, а  $v_k$  — их скорости.

Число уравнений движения (5) в выписанной системе очень велико и совпадает с числом электронов, находящихся в межэлектродном промежутке. Проинтегрировать такую систему практически невозможно. Однако если большие группы электронов, близкие по траекториям движения, объединить в макрочастицы, то число уравнений движения (5) в системе (2)—(6) существенно сократится, что делает реальной задачу ее численного интегрирования.

Отметим, что при использовании метода макрочастиц система (2)—(6) не изменяется. Изменится лишь способ подсчета в выражениях (6) числа электронов  $N(V_M)$ , попадающих в объем  $V_M$ , который связан с тем или иным методом «размазывания» макрочастиц [8].

Чтобы с помощью системы уравнений (2)—(6) описать движение электронов в вакуумном коаксиале, необходимо знать их начальные скорости, величину потока электронов с катода в области  $D$  (плотность тока эмиссии  $j_s$ ) и область эмиссии  $S$ . Будем считать, что в сформулированной выше физической задаче начальная скорость  $v^0$  электронов одинакова для всех точек катода, направлена перпендикулярно его поверхности и имеет порядок величины  $v^0 \simeq 10^7$  см/с [6].

Для определения плотности тока эмиссии  $j_s$  используется условие на нормальную компоненту напряженности электрического поля на катоде

$$(7) \quad E_n|_S = 0,$$

являющееся следствием бесконечной эмиссионной способности катода. Зоной эмиссии  $S$  в настоящей работе будем считать ту часть поверхности катода, где нормальная компонента напряженности электрического поля в отсутствие объемного заряда превосходит критическую величину  $E_*$  ( $E_* \simeq 150-200$  кВ/см), при которой возникает взрывная эмиссия [6]. Для определения зоны эмиссии нужно найти решение уравнения Лапласа в отсутствие эмиссии с граничными условиями (4).

Некоторые участки зоны эмиссии  $S$  могут быть экранированы потоком электронов, пришедшим из других ее частей (см. фиг. 1, участки  $S_1$  и  $S_2$ ). Для этого случая оказалось необходимым использовать более общее условие

$$(8) \quad E_n|_S \geq 0,$$

которое допускает экранировку любых участков катода.

Отметим, что система (2)—(7) позволяет определить самосогласованные электромагнитные поля  $E$  и  $H$ , движение заряженных частиц в них и плотность тока эмиссии  $j_s$  на катоде.

Перечислим кратко основные детали численного алгоритма, использованные в настоящей работе (более подробно описание алгоритмов дано в [7, 9]).

1. Уравнение Пуассона (2) или Лапласа с нулевыми граничными условиями или с условиями (4) решается разностным методом. Для этого в области  $D$  (см. фиг. 1) вводится существенно неравномерная пространственная сетка, шаги которой вблизи катода (вдоль нормали к его поверхности), вблизи угла катода (вдоль его поверхности), а также вблизи края зоны эмиссии (вдоль поверхности катода) в  $10^3-10^4$  раз мельче, чем максимальный шаг сетки в области  $D$ . Алгебраическая система уравнений, получающихся от замены оператора Лапласа его разностным аналогом, решается с помощью метода матричной прогонки.

2. Величины  $E_r$  и  $E_z$  определяются по формулам численного дифференцирования двух последних уравнений в группе (5). Для определения величины  $E_n$  на катоде используются значения потенциала в трех приграничных узлах сетки, один из которых граничный.

3. Для определения  $H_\theta$  в ускорительном зазоре используется первое из уравнений (3), а в зазоре между цилиндрическими поверхностями — второе.

4. Уравнения движения (5) интегрируются с помощью метода Эйлера с одной коррекцией [7].

5. Для подсчета величин  $N(V_M)$  в формулах (6) применяется точечный метод размазывания [8].

6. Для определения величин  $j_a$  из условия (7) или (8) применяется предложенный в [7] метод пробных зарядов.

7. Система уравнений (2)—(8) интегрируется с помощью метода итераций [7, 9]. Отличительной чертой используемого итерационного метода является удовлетворение условия (7) на каждом его шаге, что обеспечивает быструю сходимость метода.

В данной работе обнаружено 5 некорректных частных задач: некорректны задачи определения плотности тока и плотности заряда внутри области; задача определения  $j_a$  на катоде из условия (7) [10]; неустойчиво стационарное движение по отношению к малым возмущениям электрического и магнитного полей [11]. Каждая из названных некорректностей требует своего способа регуляризации. Условие (7) является эффективным регуляризатором основной электрической неустойчивости. В рассматриваемой задаче имеется степенная особенность в правой части уравнения Пуассона (2). Использование неоднородной сетки существенно увеличивает точность решений вблизи особенности и предотвращает их «разбалтывание» [10—12].

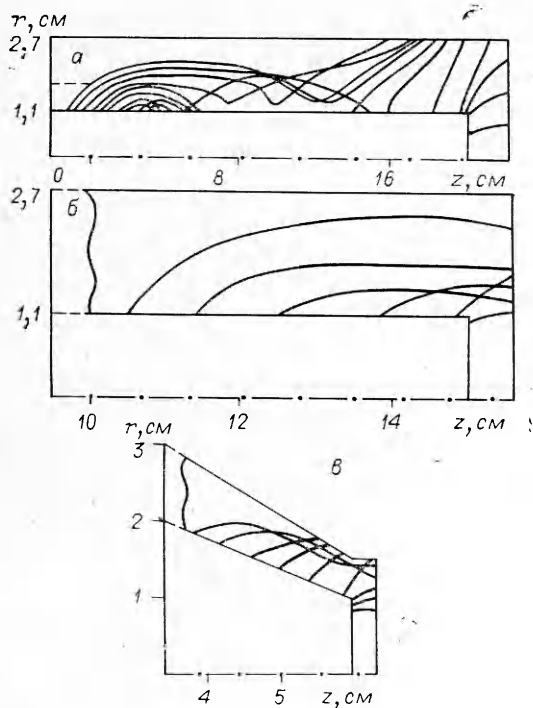
Для коротких отрезков линий величина полного тока оказалась пропорциональной длине эмиттирующей поверхности, что согласуется с результатами [13]. При увеличении длины линии  $L$  из-за экранировки эмиттирующей поверхности эта пропорциональность нарушается и полный ток линии  $I_{\text{л}}$  перестает зависеть от длины. Этот ток совпадает с током самоизоляции линии, при котором прекращаются токи утечки на наружный электрод. Для линии с соотношением радиусов внешнего  $R_2$  и внутреннего  $R_1$  электродов  $R_2/R_1 = 2,7$  см/1,4 см при отрицательном напряжении на катоде  $U = 400$  кВ ток  $I_{\text{л}}$  практически не изменялся с увеличением зоны эмиссии, начиная с  $L > 10$  см.

На фиг. 2 показаны траектории движения электронов в случае установившегося режима изоляции. В случае, когда напряжение на линии  $U = 410$  кВ, а ускорительный зазор  $d = 2$  см (фиг. 2, а), рассчитанный полный ток линии равен 17,8 кА. Для напряжения на линии  $U = 390$  кВ и зазора  $d = 0,6$  см (фиг. 2, б) ток равен 18,8 кА. Как видно из фиг. 2, а, движение частиц вдали от торца линии происходит в виде электронного слоя, прижатого к внутреннему электроду. Высота этого слоя превышает высоту, полученную из гидродинамического приближения [1], что может быть связано с начальным разбросом частиц по скоростям. Так, по гидродинамической теории для указанных значений тока и напряжения высота слоя равна 0,7 см (штриховая прямая на фиг. 2, а), а полученная из расчета — 1,0 см.

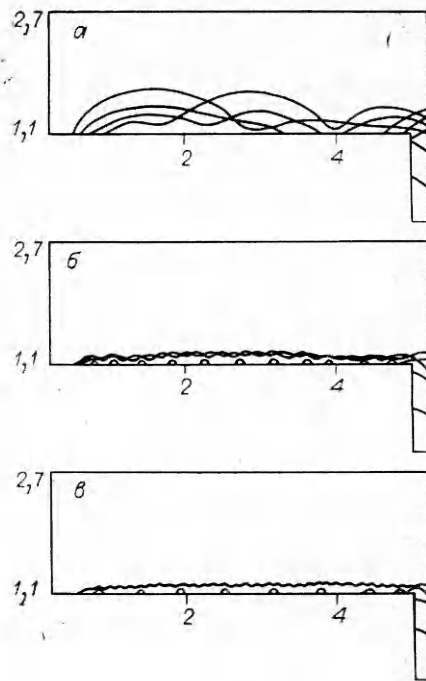
На фиг. 3 показаны траектории электронов в зависимости от величины приложенного напряжения для постоянного ускорительного промежутка  $d = 0,2$  см ( $R_2/R_1 = 2,7$  см/1,4 см). На фиг. 3, а—в напряжение и ток линии равны соответственно 100 кВ и 10 кА; 200 кВ и 27 кА; 400 кВ и 76 кА. Как видно из фиг. 3, увеличение напряжения приводит к сужению эффективной зоны эмиссии на поверхности отрицательного электрода, участвующей в создании тока линии, и уменьшению высоты слоя.

Эксперименты проводились на ускорителе МС ( $U = 350$  кВ,  $I = 35$  кА,  $\tau = 40$  нс) [1, 14].

Сравнение расчетных величин полного тока линии  $I_{\text{л}}$  и тока  $I_a$ , попадающего на торцевой анод, с экспериментальными значениями в зависимости от ускорительного промежутка  $d$  приведено на фиг. 4. Экспериментальные темные и светлые точки соответствуют максимальным значениям  $I_{\text{л}}$  и  $I_a$ . Из эксперимента и результатов расчета следует, что при  $d \leq 0,6$  см происходит полное переключение тока линии на торцевой анод (см. также фиг. 2, б). С увеличением промежутка ( $d > 0,6$  см) часть электронного потока попадает на внешний электрод линии. При  $d > 1$  см



Фиг. 2

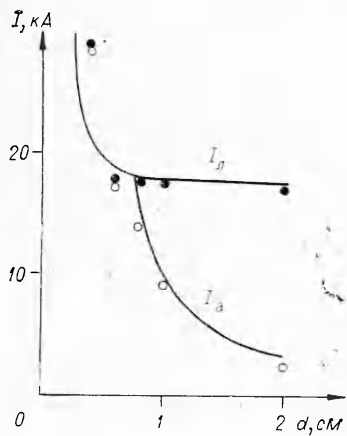


Фиг. 3

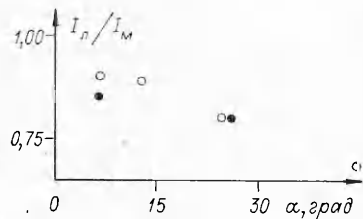
экспериментальные и расчетные значения полного тока в линии стремятся к своему предельному значению, которое с точностью до 10% совпадает с теоретическим минимальным током  $I_{\min}$ , необходимым для установления режима изоляции [1]. При этом практически весь ток ( $I_{\text{л}} = 17,5$  кА) замыкается через наружный электрод в конце линии (14 кА) в области  $13 \leq z \leq 17$  см. Следует отметить, что при малых ускорительных промежутках ( $d \leq 0,4$  см) имело место расхождение между экспериментальной и расчетной зависимостями  $I_{\text{л}}$  и  $I_{\text{а}}$ . Это, по-видимому, связано с уменьшением эффективного зазора  $d$  в результате движения приэлектродных слоев плазмы. Расхождение устранялось, если считать, что скорость движения плазмы равна  $(1,5-2) \cdot 10^6$  см/с. Предельный измеренный ток, равный 17,5 кА, достигается в расчетах при эмиссионной длине  $S \geq 10$  см. Для  $L = 17$  см и  $d = 2$  см с торцевого катода ( $0 \leq r \leq 1,09$  см) стекает на анод ток, равный 1,8 кА, с скругленной его части ( $R_0 = 0,01$  см) — 0,66 кА, с цилиндрической поверхности — 15,8 кА, причем с поверхности, прилегающей к торцевому катоду ( $10 \leq z \leq 15$  см), стекает 8,2 кА, а с остальной части поверхности ( $z \leq 10$  см) — 7,6 кА. Отметим, что, как показывают расчеты, начиная с некоторого значения  $R_0$ , полный ток слабо зависит от уменьшения радиуса скругления катода. Из расчета следует, что максимальные значения тока утечки, а также плотности тока приходятся на область поверхности внешнего электрода ( $14 \leq z \leq 16$  см) и локализованы вблизи плоскости торца катода линии (см. фиг. 2, б). Этот эффект наблюдался и в экспериментах [15].

О картине распределения заряда  $\rho$ , аксиальной плотности тока  $j_z$ , магнитного  $H_\theta$  и электрического  $E_z$  полей в вакуумной линии дает представление фиг. 5, на которой приведены линии уровней четырех функций  $\rho$ ,  $j_z$ ,  $H_\theta$  и  $E_r/U$  (зависимости даны в единицах СГСЭ).

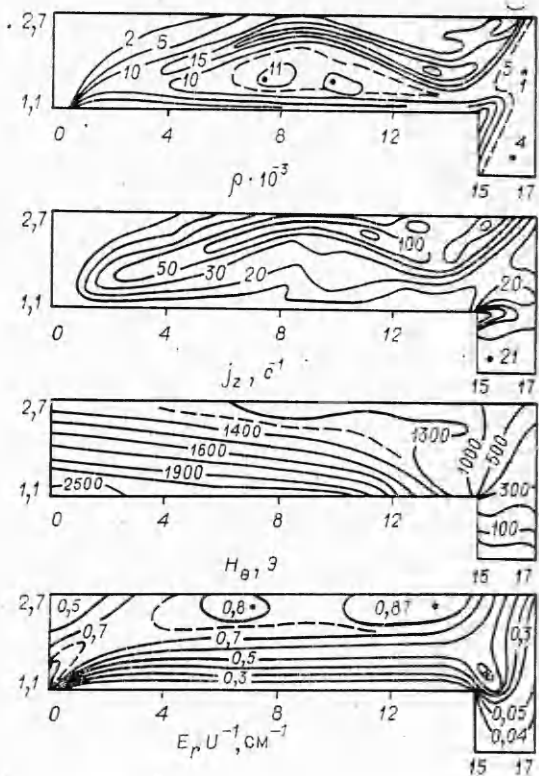
Наряду с коаксиальными цилиндрическими вакуумными линиями были выполнены расчеты конических однородных линий с углом раствора катода, изменявшегося от 5 до  $37,5^\circ$  с угловым межэлектродным зазором — от 3 до  $12,5^\circ$ . Длина линий изменялась от 3 до 25 см, а соотношения входных и выходных радиусов электродов составляли соответственно  $R_{20}/R_{10} = 5,0$  см/3,3 см и  $R_2/R_1 = 1,5$  см/1,0 см. На фиг. 2, в приведены резуль-



Ф и г. 4



Ф и г. 6



Ф и г. 5

таты численного расчета траекторий электронов, соответствующих стационарному режиму течения, при напряжении на линии 160 кВ для ускорительного промежутка 0,3 см. Как и в случае цилиндрических линий, существовал промежуток  $d = 0,2$  см, при котором весь ток переключался на торцевой анод, при этом в опытах это переключение наблюдалось при несколько больших зазорах ( $d \approx 0,3$  см), чем это следовало из расчетов.

На фиг. 6 изображена зависимость предельного тока в конической линии при постоянном напряжении в зависимости от угла раствора (светлые точки — экспериментальные значения, темные — расчетные). Видно, что при увеличении угла раствора линии значения предельного тока уменьшаются по сравнению с минимальным. Измеренный предельный ток, как показывают результаты расчета и эксперимента, зависит от угла раствора линии. Это не находит объяснения в аналитической модели равновесия в рамках бриллюэновского приближения.

В данной работе впервые в отечественной вычислительной практике создан эффективный численный метод расчета вакуумных высоковольтных устройств в отсутствие внешнего магнитного поля вдоль направления распространения тока. Известно, что присутствие сильного продольного магнитного тока приводит к стабилизации флуктуаций и облегчает проведение расчетов [16].

С помощью описанной методики проведен расчет ряда вариантов цилиндрических и конических коаксиальных вакуумных линий. В результате этих расчетов детально исследована структура электронных потоков в линиях, получены траектории движения заряженных частиц, распределение полей, а также распределение плотности тока как в вакуумной области, так и на границах электродов. Рассчитанные интегральные характеристики пучков хорошо согласуются с результатами физических экспериментов.

Поступила 9 VIII 1982

## ЛИТЕРАТУРА

1. Баранчиков Е. И., Гордеев А. В. и др. Магнитная самоизоляция электронных пучков в вакуумных линиях.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, вып. 6.
2. Рудаков Л. И. Транспортировка РЭП до термоядерной мишени.— Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 1.
3. Гордеев А. В. О возможности срыва магнитной самоизоляции.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, вып. 16.
4. Федосов А. И. К вопросу о магнитной самоизоляции.— В кн.: Тезисы докл. III Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Томск: изд. Ин-та сильноточной электроники СО АН СССР, 1978.
5. Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д. К теории фокусировки релятивистского электронного пучка в диоде.— ДАН СССР, 1975, т. 225, № 6.
6. Бугаев С. П., Литвинов Е. А. и др. Взрывная эмиссия электронов.— УФН, 1975, т. 115, вып. 1.
7. Головин Г. Т. Численное исследование стационарного движения РЭП в цилиндрическом вакуумном диоде с использованием метода макрочастиц.— В кн.: Разностные методы математической физики/Под ред. А. А. Самарского, Ю. П. Попова. М.: Изд-во МГУ, 1979.
8. Захаров А. В., Самарский А. А., Свешников А. Г. Применение метода больших частиц к расчету движения заряженного пучка в электромагнитном поле с учетом пространственного заряда пучка.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 16. М.: Изд-во МГУ, 1971.
9. Головин Г. Т., Гордеев А. В., Гуцин И. С., Захаров А. В., Мокин Ю. П. Моделирование релятивистских электронных пучков в сильноточных вакуумных диодах.— В кн.: Труды III Междунар. конф. по мощным электронным и ионным пучкам. Новосибирск: изд. ИЯФ СО АН СССР, 1979.
10. Мокин Ю. И. Особенности некорректно поставленных задач, возникающих при исследовании движения электронов в электромагнитном поле.— ЖВММФ, 1980, т. 20, № 1.
11. Головин Г. Т. Один итерационный метод интегрирования стационарных систем уравнений электродинамики, связанных с учетом объемного заряда.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 31. М.: Изд-во МГУ, 1979.
12. Головин Г. Т. Об одном итерационном методе решения диодных задач.— В кн.: Разностные методы математической физики. М.: Изд-во МГУ, 1980.
13. Коломенский А. А., Крастелев В. Г., Яблоков Б. Н. Измерение тока самоизоляции вакуумных коаксиальных линий.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, вып. 13.
14. Аранчук Л. Е., Баранчиков Е. И., Гордеев А. В. и др.— В кн.: Труды Междунар. конф. по мощным электронным и ионным пучкам. Т. 2. Новосибирск: изд. ИЯФ СО АН СССР, 1979.
15. Аранчук Л. Е., Баранчиков Е. И., Гордеев А. В., Королев В. Д., Смирнов В. П. Влияние ионных утечек на магнитную самоизоляцию электронов в вакуумной коаксиальной линии. ИАЭ-3251/7. М., 1980.
16. Березин Ю. А., Брейзман Б. Н., Вшивков В. А. Численное моделирование инжекции мощного электронного пучка в вакуумную камеру с сильным магнитным полем. Препринт № 18. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.

УДК 538.4

## ПОЛУЧЕНИЕ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МК-ГЕНЕРАТОРАМИ НА ПОРИСТОМ ВЕЩЕСТВЕ

*С. Д. Гилев, А. М. Трубачев*  
(Новосибирск)

В магнитно-кумулятивных (МК) генераторах, предназначенных для получения сильных магнитных полей, захват начального магнитного потока и последующее его сжатие осуществляются замкнутой металлической оболочкой, ускоренной продуктами взрыва заряда ВВ. Наиболее сильные магнитные поля получены по схеме МК-1 [1—3].

Для качественной и устойчивой работы такого генератора требуется сохранение цилиндрической симметрии сжимающейся оболочки. Поэтому к изготовлению и самой оболочке и генератора цилиндрической детонационной волны предъявляются довольно жесткие требования.

Процесс обжатия поля осложняется также развитием на внутренней поверхности кумулирующей оболочки тейлоровской неустойчивости, амплитуда которой растет со временем. Этот эффект нарушает симметрию сжатия оболочки и ведет к катастрофическим потерям потока на последней стадии работы генератора.

Высокой повторяемости результаты получены в [3], где оригинально разрешена проблема введения начального потока в рабочую область совмещением функций солеоида и кумулирующей оболочки. Однако генератор МК-1 по-прежнему является слож-