

# Электронные и ионные пучки

УДК 533.9.07:539.1.03: 539.12

## Формирование и применение импульсных сильноточечных электронных пучков.

### Часть IV. Транспортировка пучка\*

Г. П. Мхеидзе, А. А. Савин

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*В краткой форме приведены некоторые результаты (в основном полученные впервые) исследований плазменных диодов и пучковой плазмы. Работы проводились в Сухумском физико-техническом институте, в Физическом институте им. П. Н. Лебедева (ФИАН) и в Институте общей физики им. А. М. Прохорова (ИОФ РАН). Обзор работ разбит на четыре части. В четвертой части рассмотрены работы по транспортировке пучка, его энергетической и газодинамические процессы под воздействием пучка. Кратко даны основные результаты проведенных работ.*

PACS: 41.75.-i

#### 1. Транспортировка пучка

На распространяющийся в газе пучок действуют электрическое поле пространственного заряда пучка и магнитное поле, создаваемое током пучка (полным током). На эти поля могут накладываться поля, приложенные извне. Пучок взаимодействует с газом, с генерированной пучком плазмой, с индуцированным плазменным током. Совокупное действие этих факторов определяет особенности транспортировки пучка в газе.

В одной из первых работ [1] по транспортировке релятивистского электронного пучка (РЭП) в газе пучок (3 МэВ, 50 кА) инжектировался в газ в широком диапазоне давлений  $P_0 = 10^{-3}$ —760 Торр. Внешнее магнитное поле отсутствовало. Выделены четыре основных режима транспортировки пучка для различных степеней нейтрализации пространственного заряда ( $f_e$ ) и компенсации собственного магнитного поля ( $f_m$ ) и, соответственно, силы  $r_b F/2Ne^2$ , действующей на электрон. Эти режимы представлены в табл. 1.

шихся (после ухода вторичных электронов) ионов недостаточно для сколько-нибудь заметной нейтрализации объемного заряда пучка. Последний под действием поля пространственного заряда быстро распадается и высаживается на стенки камеры дрейфа. В области  $10^{-2} < P_0 < 10^{-1}$  Торр происходит зарядовая нейтрализация, но плазменных электронов недостаточно для создания плазменного тока, необходимого для токовой нейтрализации. Пучок сжимается под действием собственного магнитного поля. В диапазоне давлений  $10^{-1} < P_0 < 1$  Торр нейтрализованы заряд и ток, и пучок распространяется без существенных изменений геометрии. При высоких давлениях  $P_0 > 10$  Торр существенными становятся рассеяние электронов пучка на молекулах газа и конечная проводимость пучковой плазмы, что приводит к разрушению пучка.

Эксперименты по транспортировке электронных пучков на ускорителе "Терек-1Р" проводили в широком диапазоне давлений, в различных газах.

Таблица 1

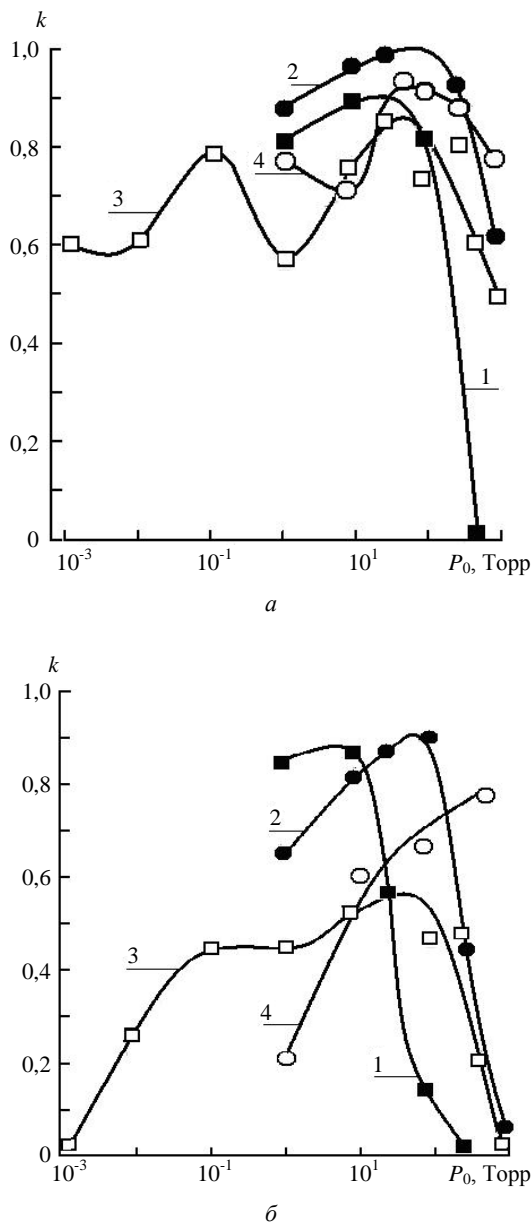
$P_0$ , Торр	Поведение пучка	Значение $f_e$ и $f_m$	$r_b F/2Ne^2$
$10^{-3}$	Пучок рассыпается	$f_e \approx 0, f_m \approx 0$	$1-\beta^2 \approx 0,02$
$10^{-1}$	Пучок сжимается (пинчуется)	$f_e \approx 1, f_m \approx 0$	$-\beta^2 \approx -1$
1	Пучок дрейфует, $r_b$ не меняется	$f_e \approx 1, f_m \approx 1$	0
760	Пучок пинчуется. Столкновения разрушают пинч	$f_e \approx 1, f_m \approx 0$	$-\beta^2 \approx -1$

При давлениях  $P_0 < 10^{-2}$  Торр плотность образованной плазмы незначительна. Количество остав-

Транспортировка пучка в воздухе исследовалась как при инъекции пучка в камеру ( $P_0 = 10^{-3}$ —750 Торр), так и в свободном пространстве в нормальных условиях (атмосферное давление, температура воздуха 20 °С).

\* Части I—III опубликованы в № 3, 4, 5 настоящего журнала за 2008 г.

Начальную информацию о проходимости пучка дает измерение полного тока в начале и конце камеры дрейфа. На рис. 1 даны зависимости коэффициента токопрохождения полного тока  $k = I_n(l_5) / I_n(l_1)$  для элегаза SF<sub>6</sub> (кривая 1), смеси газов He:SF<sub>6</sub>:H<sub>2</sub> = 75:21,5:3,5 (кривая 2), воздуха (кривая 3) и гелия (кривая 4). Кривые на рис. 1, а получены во внешнем магнитном поле  $B = 2,4$  кГс, в случае на рис. 1, б магнитное поле отсутствовало.



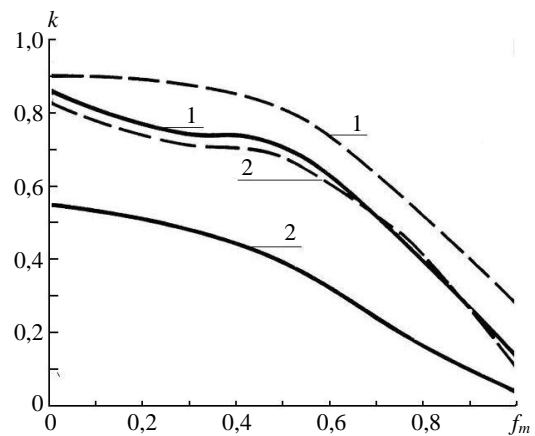
**Рис. 1.** Зависимость коэффициента токопрохождения ( $l_5 = 113$  см;  $l_1 = 9$  см) полного тока  $k = I_n(l_5) / I_n(l_1)$ :  
 1 — SF<sub>6</sub>; 2 — смесь газов He:SF<sub>6</sub>:H<sub>2</sub> = 75:21,5:3,5;  
 3 — воздух; 4 — He;  
 а —  $B = 2,4$  кГс; б —  $B = 0$

Для более полной характеристики "качества" транспортировки пучка в газе исследовались продольное  $I_b(l)$  и поперечное  $I_b(r)$  распределения тока пучка, а также коэффициент токопрохождения —

отношение тока в конце камеры к току в начале для самого пучка  $k = I_b(l) / I_b(0)$ .

Важным параметром, в большой степени определяющим токопрохождение, является степень токовой (магнитной) компенсации  $f_m = I_p / I_b$ . Остановимся подробнее на влиянии  $f_m$  на прохождение пучка.

В отсутствие магнитной компенсации пучок, пространственный заряд которого нейтрализован в результате ухода вторичных электронов (под действием поля этого же пространственного заряда), фокусируется собственным магнитным полем. Фокусировка тем сильнее, чем больше ток пучка, вплоть до запираания при токах, близких к альфвенскому  $I_A$ . Необходимым условием прохождения тока  $I_b \approx I_A$  в камере является магнитная компенсация пучка. В нашем случае, когда инжектируемый ток почти на порядок меньше альфвенского, собственное магнитное поле пучка способствует его более эффективной транспортировке, и наличие магнитной компенсации снижает степень токопрохождения. На рис. 2 представлены результаты расчетов по методу Монте-Карло токопрохождения пучка  $k = I_b(l) / I_b(0)$  с током  $I_b = 12$  кА в зависимости от степени токовой компенсации  $f_m = I_p / I_b$ . Сравниваются токи на расстоянии 55 см и в плоскости инжекции. Видно, что при изменении степени компенсации от 0 до 1 коэффициент токопрохождения уменьшается в 5—6 раз.



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента токопрохождения  $k = I_b(l) / I_b(0)$  от степени магнитной компенсации пучка  $f_m = I_p / I_b$ ;  
 — — аргон; - - - азот;  $l = 55$  см; 1 —  $P_0 = 175$  Торр;  
 2 —  $P_0 = 750$  Торр (расчет)

В экспериментах по транспортировке пучка в воздухе и аргоне [2] степень токовой компенсации была менее 0,4, падая до 0,1 при атмосферном давлении. Об этом свидетельствуют зависимости от давления  $P$  отношения  $I_p / I_b$  амплитуд обратного плазменного тока (на расстоянии  $l = 15$  см) к току инжектируемого пучка. Представленные на рис. 3

кривые соответствуют моменту времени, равному примерно  $\tau_b/2$ .

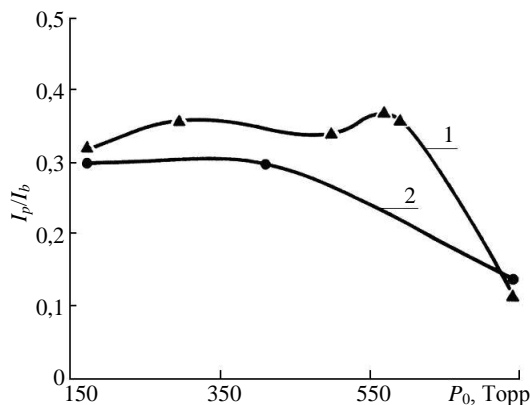


Рис. 3. Зависимость отношения  $I_p/I_b$  амплитуды обратного плазменного тока на расстоянии  $l = 15$  см к току инжектированного пучка от давления: 1 — воздух; 2 — аргон

На рис. 4, а представлены зависимости коэффициента токопрохождения  $k = I_b(l)/I_b(0)$  ( $l = 55$  см) от давления для воздуха и аргона. Там же приведены рассчитанные по методу Монте-Карло зависимости  $k(P_0)$ . При расчете степени магнитной компенсации брались в соответствии с экспериментальными кривыми (см. рис. 3) для данного давления газа. Для воздуха экспериментальная и расчетная кривые относительно хорошо согласуются друг с другом. Для аргона в диапазоне давлений 150—400 Торр совпадение также достаточно хорошее. При дальнейшем увеличении давления экспериментальная и расчетная кривые расходятся тем больше, чем больше давление. При  $P_0 = 750$  Торр расчетное значение тока в конце камеры ( $l = 55$  см) в 2,5 раза превышает экспериментальное значение. При давлении 750 Торр коэффициент токопрохождения воздуха в три раза выше, чем в аргоне.

Аномально низкое значение  $k = I_b(l)/I_b(0)$  в аргоне представлялось заслуживающим внимания и стимулировало исследования в этом направлении. Интерес к аргону усиливался также тем, что именно в этом газе плотность пучковой плазмы была весьма высокой. Возникло предположение, что в аргоне при распространении пучка реализуется канал дополнительных потерь энергии пучка в результате коллективного взаимодействия его с генерированной плазмой. В результате увеличивается энерговклад пучка в аргон и уменьшается эффективность транспортировки.

При  $P_0 = 175$  Торр на расстоянии 55 см переносится 70 % тока пучка, тогда как при  $P_0 = 750$  Торр — только 20 % инжектированного тока достигает конца камеры. Объяснить такое уменьшение коэффициента токопрохождения рассеянием на молекулах газа невозможно. Учет рассеяния

(см. рис. 4, а, расчетная кривая 2) приводит к уменьшению транспортируемого тока от  $\approx 75$  до 50 %.

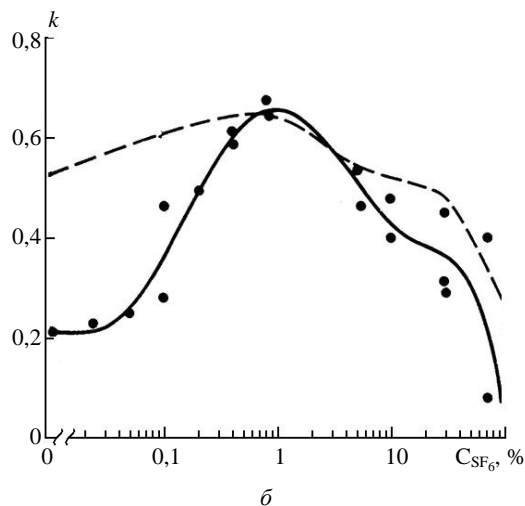
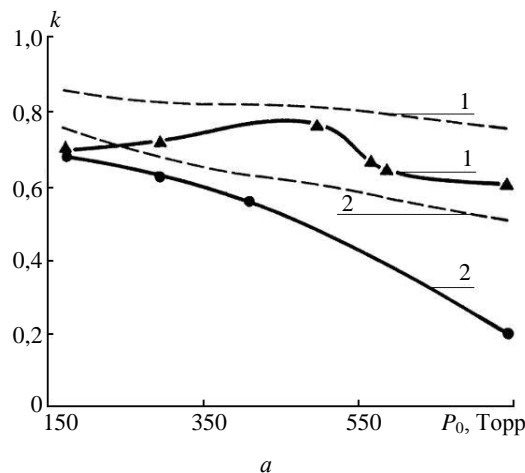


Рис. 4. Зависимость коэффициента токопрохождения  $k = I_b(l)/I_b(0)$ : а — от давления газа:  $l = 55$  см; — — — эксперимент; - - - - - расчет; 1 — воздух, 2 — аргон; б — от концентрации элегаза в смеси  $Ar+SF_6$ ;  $P_0 = 1$  атм;  $l = 55$  см; - - - - - расчет по методу Монте-Карло

Для качественной проверки существования плазменно-пучковой неустойчивости в пучковой плазме в аргон было добавлено небольшое (не вносящее заметного дополнительного рассеяния пучка) количество электроотрицательного газа  $SF_6$  [3]. Соображения были простые: если неустойчивость действительно развивается, добавка в аргон электроотрицательного элегаза свяжет свободные электроны плазмы в результате прилипания к молекулам  $SF_6$  и подавит неустойчивость. Действительно, было обнаружено, что добавка  $SF_6$  к чистому аргону значительно улучшает прохождение пучка. Как видно из рис. 4, б (сплошная линия), уже при концентрации элегаза  $\approx 0,04$  % эффективность транспортировки начала расти, а при 0,5—1 % отношение  $k = I_b(55)/I_b(0)$  достигло значения  $\approx 0,7$ .

При дальнейшем увеличении концентрации элегаза проходимость пучка ухудшается и в чистом SF<sub>6</sub> пучок практически не доходил до конца камеры. На рис. 4, б также дана расчетная кривая (штриховая линия), полученная путем моделирования распространения пучка без учета потерь энергии вследствие коллективного взаимодействия пучка с плазмой. Как видно из приведенных кривых, коллективные процессы эффективны в чистом аргоне и при концентрациях элегаза менее 1 %. При больших концентрациях потери тока пучка сводятся к естественным потерям в результате рассеяния и близки к потерям в чистом аргоне.

Весьма интересна и неожиданна зависимость плотности тока пучка в конце камеры ( $l = 55$  см) от концентрации SF<sub>6</sub> на различных расстояниях от оси камеры. Эти зависимости представлены на рис. 5 (суммарное давление смеси аргон — элегаз  $P_0 = 1$  атм). Видно, что процессы, происходящие при добавлении в аргон элегаза, развиваются преимущественно в приосевой области в пределах  $r = 3$  см. В интервале  $r = 3—5$  см влияние примеси SF<sub>6</sub> на плотность тока транспортируемого пучка уменьшается, и при  $r > 5$  см плотность входящего на торец камеры пучкового тока практически не зависит от концентрации элегаза.

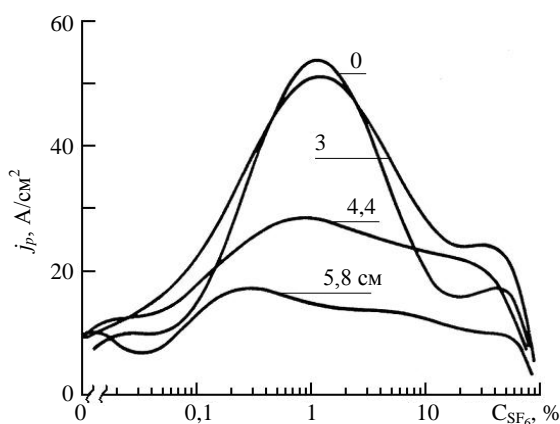


Рис. 5. Зависимость плотности тока пучка от концентрации элегаза на различных расстояниях от оси камеры дрейфа.

Цифры у кривых — расстояние в см. Смесь Ar+SF<sub>6</sub>;  $P_0 = 1$  атм;  $l = 15$  см

С изменением количества элегаза в смеси меняется и индуцированный плазменный ток. На рис. 6 представлена зависимость амплитуды плазменного тока на расстоянии  $l = 15$  см и при давлении  $P_0 = 1$  атм от концентрации элегаза. Плазменный ток нормирован на величину тока инжектируемого в камеру пучка. Отрицательные значения  $I_p/I_b$  относятся к обратному плазменному току. Отношение  $I_p/I_b$  можно считать заниженной оценкой степени токовой компенсации пучка.

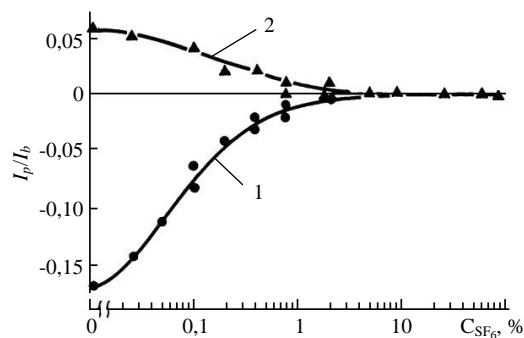


Рис. 6. Зависимость амплитуды плазменного тока от концентрации элегаза в смеси Ar+SF<sub>6</sub>:

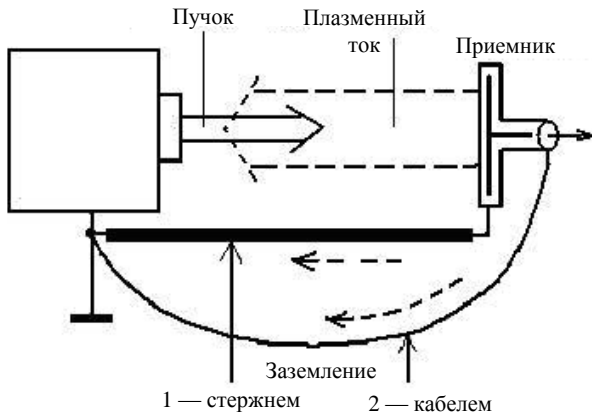
1 — обратный плазменный ток; 2 — прямой;  $P_0 = 1$  атм;  $l = 15$  см. Плазменный ток нормирован на инжектируемый ток пучка

Исследования транспортировки пучка в свободном пространстве [4] в нормальных условиях (атмосферное давление, температура воздуха 20 °С) проводились совместно с газодинамическими измерениями. Схема установки показана на рис. 7, а. Электронный пучок (ток в диоде 20—30 кА, энергия электронов 1—1,5 МэВ, длительность импульса 50—100 нс) инжектировался в свободное пространство через титановую фольгу толщиной 50 мкм. Величина и радиальное распределение тока пучка, а также плазменный ток регистрировались секционированным откачиваемым приемником (плазменный ток отождествлялся с током с входной фольги приемника\*). На рис. 7, б представлены зависимости максимальных значений тока пучка  $I_b$ , плотности тока на оси  $j_b$  и плазменного тока  $I_p$  от расстояния  $l$  между приемником и анодной фольгой диода ускорителя для двух случаев:

приемник заземлен обратными токопроводами (стержнями), и в диоде нет магнитного поля (сплошные линии);

заземление приемника осуществляется через сигнальные кабели, и в диоде имеем слабое продольное магнитное поле (150 Гс).

\* Механизм генерации плазменного тока отличается на разных этапах распространения пучка в газе. В стадии перемещения фронта пучка плазменный ток обусловлен полем пространственного заряда, а источником электронов является генерированная пучком плазма. Этот ток, естественно, не регистрируется шунтом плазменного тока в приемнике. После достижения фронтом пучка входной фольги приемника плазменный ток поддерживается полем, индуцированным изменяющимся полным током. Электроны при этом эмитируются с поверхности приемника (с фольги). Поле слоя на границе плазма — приемник  $E$  В/см  $\approx 2 \cdot 10^{-3} n_e [cm^{-3}] / T_e$  эВ<sup>1/2</sup> достаточно для эмиссии электронов. На поверхности фольги приемника были обнаружены характерные для взрывной эмиссии кратеры, часто приводящие к прорыву фольги.



а

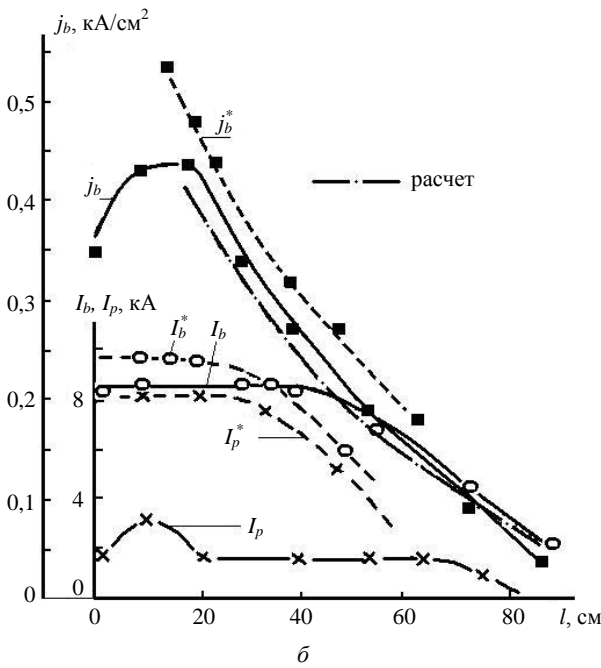


Рис. 7. Установка:

а — схема эксперимента при инъекции пучка в свободное пространство; 1 — заземление приемника стержнем; 2 — заземление приемника с помощью сигнальных кабелей;  
 б — зависимости максимальных значений тока пучка  $I_b$ , плотности тока пучка  $j_b$  и плазменного тока  $I_p$  от расстояния  $l$  между приемником и анодной фольгой;  $I_b, j_b$  и  $I_p$  — случай 1;  $I_b^*, j_b^*$  и  $I_p^*$  — случай 2

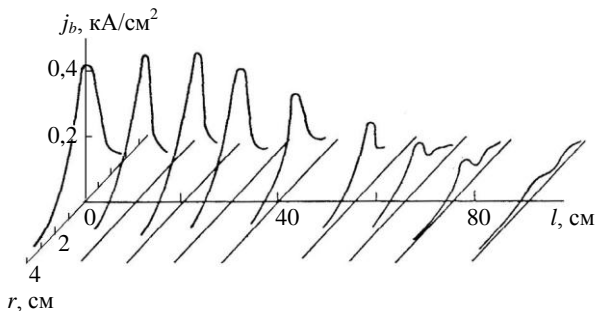


Рис. 8. Распределение плотности тока  $j_b(r, l)$ ;  $P_0 \approx 740$  Торр

Судя по кривой  $j_b(l)$  в первом случае наблюдается фокусировка пучка на расстоянии  $l = 0—20$  см,

при этом величина плазменного тока меньше 2 кА,  $I_p = (0,2—0,3)I_b$ , т. е. степень магнитной (токовой) компенсации  $f_m = (0,2—0,3)$ , и довольно сильное собственное магнитное поле пучка приводит к его фокусировке. Действительно, для однородного пучка радиусом  $r_b$  силы газокINETического  $P_{\perp}$  и магнитного  $P_m$  давлений на границе пучка равны, соответственно, [5]:

$$P_{\perp} = \frac{1}{2} n m \gamma \langle v_{\perp}^2 \rangle = \frac{I_b \gamma m c \beta \langle \theta_{eff}^2 \rangle}{2 \pi r_b^2 e}; \quad P_m = \frac{B^2}{2 \pi c^2 r_b},$$

где  $n, m$  и  $e$  — соответственно, концентрация, масса и заряд электрона;

$\theta_{eff}$  — эффективный угол рассеяния, суммирующий рассеяние на анодной фольге  $\theta_F$  и в газе  $\theta_G$ ;

$I_b$  — ток пучка.

В равновесном состоянии  $P_{\perp} = P_m$ , и равновесный ток равен

$$I^* = m c^3 / e \gamma \beta \langle \theta_{eff}^2 \rangle = I_A \langle \theta_{eff}^2 \rangle,$$

где  $I_A = 17 \gamma \beta$  [кА] — ток Альфвена.

Для фольги толщиной  $\delta = 50$  мкм при энергии электронов  $E = 1—1,5$  МэВ имеем  $\theta_{eff}^2 = 0,065—0,123$  и величину равновесного тока  $I^* = 4,2—5,8$  кА. При токе  $I_b \approx 8$  кА  $> I^*$  должна наблюдаться фокусировка пучка. Для плотности равновесного тока имеем

$$j = j_0 \exp \left[ - \frac{I_A}{I_b} \langle \theta_G^2 \rangle l \right],$$

где

$$\langle \theta_G^2 \rangle \approx 2 \cdot 10^{-5} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} Z Z + 1 \ln \frac{6,6 \cdot 10^{-4} Z^{4/3} l d}{\beta^2}.$$

По этой формуле построена расчетная кривая плотности тока  $j_b$  (см. рис. 7, б, штрихпунктирная линия).

В отсутствие заземляющих стержней (заземление приемника осуществлялось через оплетки сигнальных кабелей) величина обратного тока увеличилась до  $I_p = (0,7—0,9)I_b$ , ток пучка, регистрируемый приемником, начинает уменьшаться при  $l \approx 30$  см и становится расходящимся. Это объясняется тем, что при плазменном токе, сопоставимом с током пучка, магнитное поле полного тока мало и, следовательно, отсутствует фокусировка собственным магнитным полем.

Оценим величину плазменного тока, с которым, очевидно, конкурирует обратный ток, теку-

щий по заземляющему проводнику. Предполагая в первом случае, что сопротивление  $Z_T$  обратного токопровода (стержня) преимущественно индуктивное, а плазмы  $Z_p$  — омическое, отношение сопротивлений можно оценить по выражению

$$k = \frac{Z_p}{Z_T} \approx 2,7 \cdot 10^{13} \frac{P_0 \tau_b}{nr_b^2 \ln 2a/d},$$

где  $n$  — концентрация электронов;

$a$  — расстояние между пучком и обратным токопроводом;

$d$  — диаметр проводника (стержня).

Плазменный ток равен  $I_p = I_b / (1+k)$ . При  $P_0 = 750$  Торр,  $\tau_b = 50$  нс,  $n = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $r_b = 4$  см,  $a = 10$  см и  $d = 0,5$  см имеем  $k = 5,5$  и  $I_p = 0,15I_b$ , что довольно близко к наблюдаемому.

Во втором случае (заземление через измерительные кабели) имеем

$$k \approx 5,4 \cdot 10^{13} \frac{P_0 \tau_b l}{nr_b^2 (1 + \ln s/d)},$$

где  $l$  — длина плазменного столба;

$s$  — длина сигнальных кабелей;

$d$  — их общий диаметр.

При  $l = 1$  м,  $s = 25$  м и  $d = 5$  см получаем  $k = 0,22$  и  $I_p = 0,8I_b$ , что также хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Итак, величина плазменного тока зависит от типа газа и условий эксперимента. В разных экспериментах и в разных условиях транспортировки РЭП  $I_p$  меняется от  $0,1 I_b$  до  $\approx 0,4 I_b$ . В экспериментах, где отсутствовал обратный токопровод (пучок инжектировался в свободное пространство), либо ограничивалось попадание плазменных электронов на стенки камеры, величина плазменного тока увеличивалась до  $I_p \approx (0,7-0,9)I_b$ . Это весьма интересная и перспективная возможность изменения  $I_p$  и влияния на процессы в пучковой плазме [6].

Радиальное распределение плотности тока пучка в зависимости от расстояния до анодной фольги при транспортировке пучка в воздухе при нормальных условиях иллюстрирует рис. 8. Распределение  $j_b(r,l)$  получено в условиях  $E \approx 1,3$  МэВ,  $I_b \approx 9/3$  кА,  $\tau_b \approx 80$  нс, диаметре катода  $d_k = 30$  мм,  $P_0 \approx 740$  Торр. Приемник был заземлен посредством проводящих стержней (см. рис. 7, а, случай 1). Число стержней менялось от одного до четырех и располагались они симметрично относительно оси пучка (за исключением случая, когда стержень был один). Существенных изменений в поведении пучка в зависимости от числа стержней не было замечено.

## 2. Энергетические потери пучка в газе

В большинстве приложений целью является максимально высокий коэффициент передачи энергии пучка рабочей среде. Исследования по взаимодействию РЭП проводили с разнообразными газами и газовыми смесями [7, 8]. Из рис. 9, а, б видим, что передаваемая газу энергия монотонно растет для всех газов, достигая для гелия, воздуха, смеси и элегаза при  $P_0 \approx 750$  Торр и  $B \approx 2,4$  кГс, соответственно, 4; 58; 65 и 95 Дж, энергия пучка  $W \approx 250$  Дж. Следовательно в этих условиях в случае  $\text{SF}_6$  около 40 % энергии пучка передается газу. В отсутствие внешнего магнитного поля максимальный энерговклад в газ уменьшается для воздуха и смеси примерно до 15 Дж, для  $\text{SF}_6$  — до 27 Дж и не меняется для гелия.

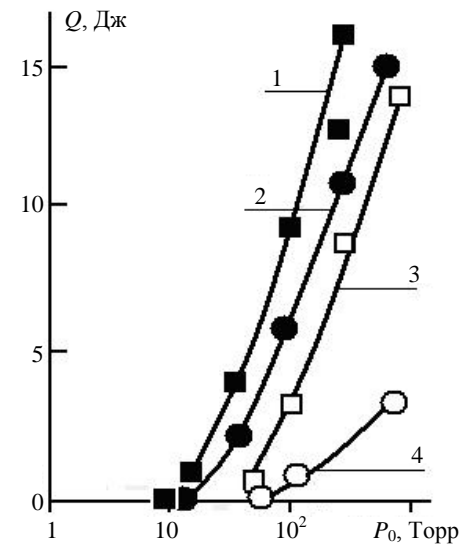
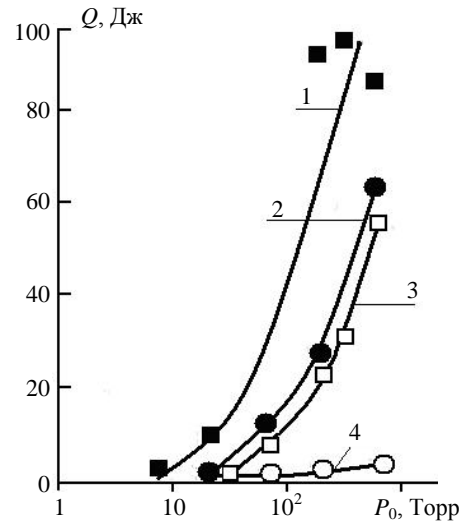


Рис. 9. Зависимость передаваемой газу энергии от давления: 1 —  $\text{SF}_6$ ; 2 — смесь газов  $\text{He}:\text{SF}_6:\text{H}_2 = 75:21,5:3,5$ ; 3 — воздух; 4 — He; а —  $B = 2,4$  кГс; б —  $B = 0$

Ионизационных потерь пучка недостаточно для объяснения экспериментально наблюдаемого энерговклада в газ. Следует учесть и омические потери плазменного тока. В табл. 2 представлены результаты расчета ионизационных и омических потерь пучка в газах  $Q_i + Q_p$  и экспериментальные данные по энерговкладам  $Q$  для давлений  $P_0 = 7,5; 75$  и  $750$  Торр. Ионизационные  $Q_i$  и омические  $Q_p$  потери оценивались согласно соотношениям

$$Q_i \approx 1,5 \cdot 10^{-7} \sum P_i Z_i L_{eff} \int_0^{\tau_b} I_b t dt;$$

$$Q_p \approx L_{eff} \pi r_b^2 \sigma^{-1} \int_0^{\tau_p} I_p^2 t dt,$$

где  $L_{eff}$  — эффективная длина взаимодействия пучка с газом, см;

$I_b(t)$  — ток пучка;

$P_i, Z_i$  — парциальное давление, Торр;

$i$  — зарядовый номер газа;

$\tau_b$  — длительность импульса, нс;

$\tau_p$  — длительность протекания плазменного тока.

Энергетические потери пучка в смеси  $N_2 : SF_6 = 6 : 1$  (эта смесь имитирует наиболее эффективную среду для HF-лазеров) иллюстрирует рис. 10, а, б. Кривые  $Q(l)$  и  $Q(P_0)$  и в маг-

нитном поле, и без поля ведут себя почти одинаково до определенных значений  $l$  ( $\approx 30$  см) и  $P_0$  ( $\approx 300$  Торр). Затем кривые 1 и 2 расходятся тем больше, чем больше расстояние до фольги (или давление газа). Это естественно, так как при отсутствии внешнего магнитного поля становятся значительными потери пучка на стенках камеры из-за рассеяния. Средний квадратичный угол рассеяния электронов можно оценить по формуле [9]:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{8\pi r_0^2 \sum Z_i n_i l}{\beta^2 \gamma^2} \ln 183 Z_i^{-1/3},$$

где  $\beta = v/c, \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .

На расстоянии  $l \approx R \langle \theta^2 \rangle^{-1/2}$  электронный пучок практически полностью выводится на стенки камеры, и дальнейший рост энергии, вкладываемой пучком в газ, становится незначительным. Оценки дают значение  $l = 30-40$  см, что соответствует поведению экспериментальной зависимости  $Q(l)$  (см. рис. 10, а). В случае фиксированного расстояния  $l$  по приведенной формуле можно оценить давление, при котором основная часть пучка рассеивается на стенки камеры. Оценки для  $l = 80$  см дают значение давления  $P_0 \geq 300$  Торр, что согласуется с экспериментом.

Таблица 2

Газ	7,5 Торр		75 Торр		750 Торр	
	$Q_i + Q_p$	$Q$	$Q_i + Q_p$	$Q$	$Q_i + Q_p$	$Q$
He	0,29	—	1,5	1,3	10	4,3
Воздух	1,7	1,5	13,6	11	68	58
Смесь	2,3	2	16	13	76	65
SF <sub>6</sub>	4	4	30	48	89	95

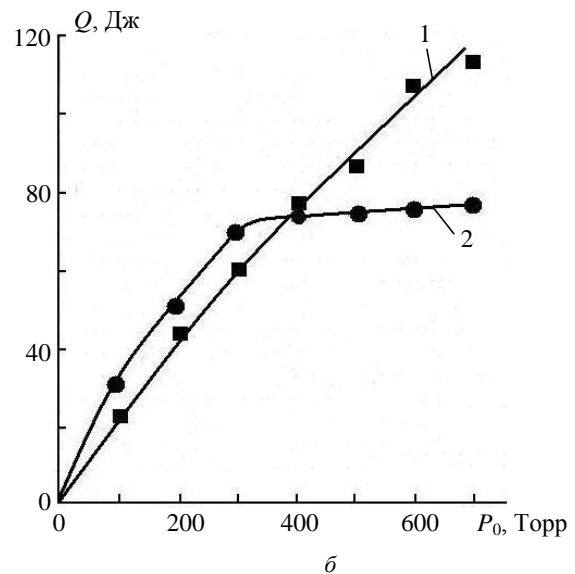
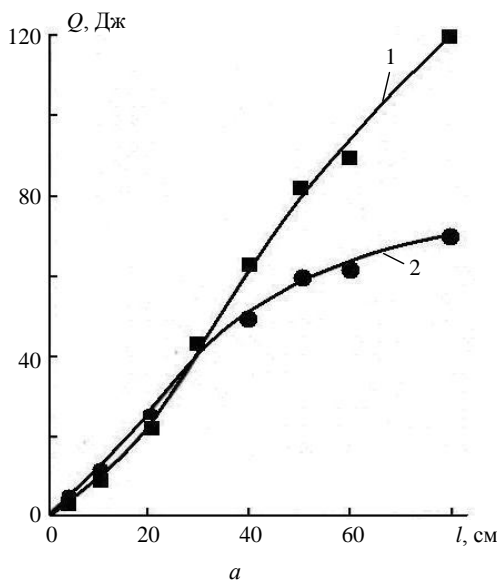
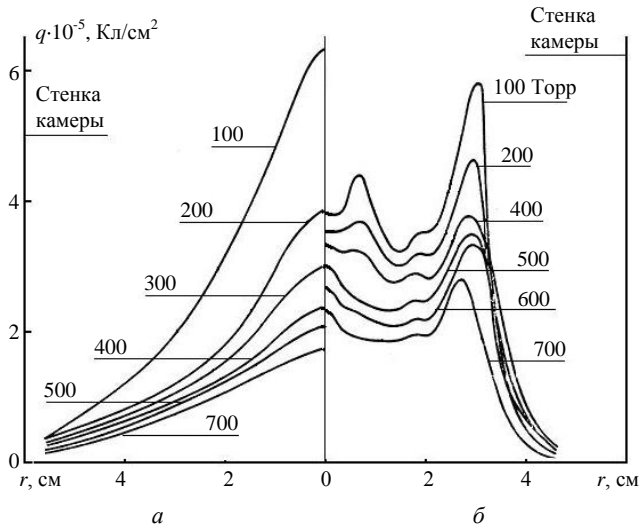


Рис. 10. Энергия, поглощаемая газовой смесью  $N_2 : SF_6 = 6 : 1$  в магнитном поле  $B = 5,8$  кГс (1) и в отсутствие поля (2): а — зависимость от расстояния  $l$  до анодной фольги;  $P_0 = 700$  Торр; б — зависимость от давления  $P_0$ ;  $l = 80$  см

Любопытны распределения плотности переносимого пучком заряда на некотором расстоянии  $l$  для различных значений давления газовой смеси. На рис 11, *а*, *б* даны профили плотности заряда. Радиус катода в этих экспериментах был равен  $r = 3$  см.

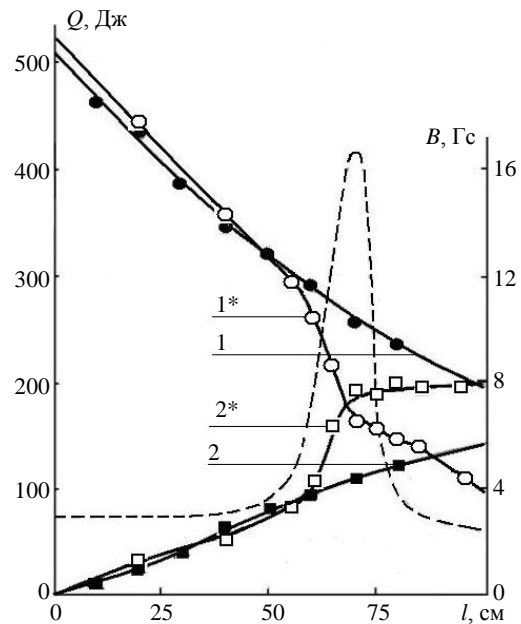


**Рис. 11. Профили плотности заряда, переносимого пучком, в зависимости от давления газовой смеси (числа на кривых в Торр),  $l = 80$  см:**  
*а* —  $B = 0$ ; *б* —  $B = 5,8$  кГс

Когда идет речь об энергокладе, следует иметь в виду габаритные размеры камеры дрейфа. Очевидно, что при размерах камеры  $L, D > \lambda$  (длина свободного пробега электронов) почти вся энергия пучка будет передана газу. Также очевидно, что эффективность энергоклада в этом случае низкая. Важно создать такие условия, когда при минимальных габаритных размерах камеры рабочему газу передается максимальное количество энергии. С этой целью исследовалась транспортировка пучка в плотном газе при наличии значительного градиента магнитного поля (магнитной пробки) в конце пролетной камеры.

Предполагалось, что, отразившись от пробки, пучок передаст газу дополнительное количество энергии. Одновременно представлялся интересным вопрос о том, насколько эффективно отражаются релятивистские электроны от магнитной пробки. Параметры пучка были следующие: энергия электронов 1,5 МэВ, ток пучка 15 кА, длительность импульса 35 нс [10]. На рис. 12 приведены основные результаты эксперимента по отражению релятивистских электронов от магнитной пробки. Кривая 1 представляет зависимость поглощенной приемником энергии  $W$  от расстояния до анодной фольги  $l$ . Кривая 2 иллюстрирует поглощаемую в газе энергию  $Q$ . Эти зависимости получены в однородном аксиальном магнитном

поле  $B = 5,8$  кГс. Эффективность энергоклада  $\eta = Q(l)/W(0)$  в этом случае составляет  $\approx 22\%$  при  $l = 70$  см. Кривые 1\* и 2\* (см. рис. 12) соответствуют тем же зависимостям в случае неоднородного магнитного поля. Из кривых 1\* и 2\* следует, что при наличии в камере сильного градиента магнитного поля величина энергии, поглощенной газом, возрастает в 1,6 раза, а значение эффективности передачи энергии пучка газу увеличивается до  $\approx 35\%$  при  $l = 70$  см. На рис. 12 также приведена зависимость напряженности магнитного поля от  $l$ . Максимум поля составляет 16,8 кГс при  $l = 70$  см, а в интервале  $0 < l < 40$  см — 3 кГс. Представленные результаты свидетельствуют о том, что значительное количество релятивистских электронов отражается от магнитной пробки. Действительно, угол раствора "конуса потерь" определяется соотношением  $\sin \alpha = B_{\max}/B_0^{-1/2}$ . При пробочном отношении  $B_{\max}/B_0 = 5,6$  угол  $\alpha$  составляет  $\approx 25^\circ$ . Оценка показывает, что после прохождения фольги и слоя газа примерно 60% всех электронов пучка отклоняются на угол, больший  $25^\circ$ , следовательно, претерпевают отражение на пробке.



**Рис. 12. Зависимость передаваемой пучком энергии от расстояния до анодной фольги:**  
 1 — энергия на приемник; 2 — энергия, переданная газу в случае однородного по оси камеры магнитного поля  $B = 5,8$  кГс;  
 1\*, 2\* — то же, в случае неоднородного магнитного поля (-----)

Таким образом длина камеры взаимодействия может быть уменьшена в 1,5—2 раза без существенных потерь вкладываемой в газ энергии при использовании магнитной пробки в конце камеры.

С точки зрения максимального энерговклада идеальной можно было бы считать замкнутую систему с нарастающим к стенкам магнитным полем. Однако такую систему невозможно реализовать. Приближением к идеальному устройству являются конфигурации, создаваемые  $N_m$  проводниками со знакопеременными токами (конфигурации типа "пикет фенс", мультипольные конфигурации) [11, 12]. Несколько таких систем представлено на рис. 13, *a—д*.

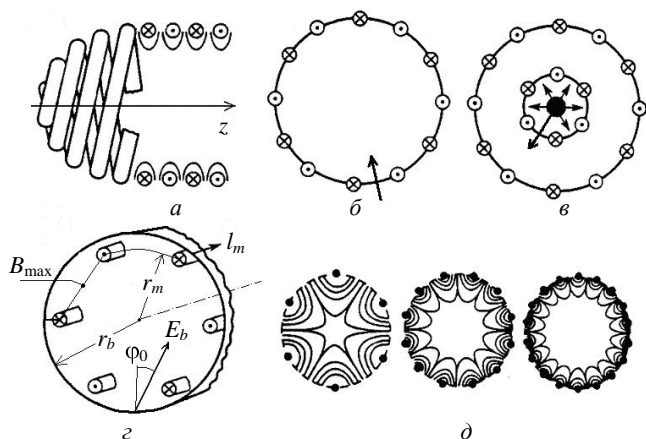


Рис. 13. Системы:

*a* — двухзаходная спираль со знакопеременными токами; *б* — цилиндрическая система, образованная линейными проводниками с противоположно текущими токами с внешней инъекцией пучка; *в* — коаксиальная система с внутренней инъекцией; *г* — схема инъекции пучка и параметры численного счета; *д* — конфигурации магнитного поля для цилиндрических систем с числом проводников  $N_m = 6, 12$  и  $18$

Системы с мультипольными магнитными стенками являются ловушкой для инжектированных электронов. В результате столкновений электронов с газом скорости релятивистских электронов хаотизируются, вероятность их выхода из ловушки через пробочные конфигурации уменьшается. Моделирование инъекции (через титановую фольгу) и распространение пучка в конфигурации, представленной на рис. 14, *г*, проводилось методом Монте-Карло. В процессе численного эксперимента варьировались тип газа, число проводников  $N_m$ , величина текущего по проводникам тока  $I_m$  (т. е. величина магнитного поля  $B_m$ ), давление  $P_0$ , энергия электронов  $E_b$ , радиусы  $R_m$  (окружность, на которой расположены проводники) и  $R_b$  (окружность, на которой расположен источник  $S$  инжектируемых электронов), величина начального углового разброса  $\varphi_0$  инжектируемых в систему электронов. Фиксировались переданная газу энергия  $W_g$ , распределение удельного энерговклада  $q(r)$ , потери энергии на стенках камеры  $W_w$  и в анодной фольге  $W_f$ . На рис. 14 представлены некоторые результаты численного счета при инъекции электронного

пучка в аргон: зависимости доли энергии пучка  $\eta_G = W_g/W_b$ , переданной аргону, от давления  $P_0$  (кривая 1), числа проводников  $N_m$  (кривая 2), магнитного поля  $B_m$  (кривая 3) и энергии электронов  $E$  (кривая 4). С увеличением  $N_m$ , судя по рис. 13, *д*, магнитное поле прижимается к стенкам и увеличивается градиент поля в области пробки. При этом увеличивается доля отраженных электронов. Но при увеличении  $N_m$  увеличивается число полюсов, т. е. число каналов потерь. Увеличение  $B_m$  сопровождается монотонным увеличением энерговклада. После  $B_m \approx 10$  кГс рост  $\eta_g$  незначителен и не оправдывает усилий на увеличение магнитного поля. Увеличение энергии электронов сопровождается ростом потерь на стенках камеры. При уменьшении  $E$  увеличиваются потери в фольге, разделяющей вакуумный диод и камеру дрейфа.

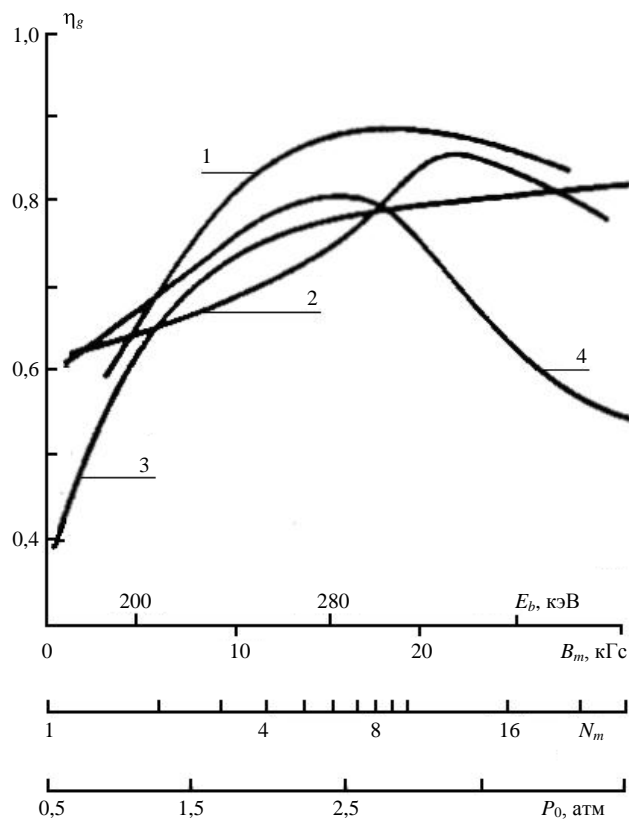


Рис. 14. Зависимости доли переданной газу энергии  $\eta_g$  от давления  $P_0$ , числа проводников  $N_m$ , магнитного поля  $B_m$  и энергии электронов  $E_b$

Варьируя число проводников, давление, магнитное поле и энергию электронов, можно получить распределение удельного энерговклада по радиусу практически любого характера — от  $q(r)$  с максимумом в центре до  $q(r)$  с максимумом энерговклада на периферии [12, 13]. Это весьма интересно с точки зрения управления конфигурацией плазменного тока (и характером кинетических процессов в пучковой плазме). Следует отметить,

что инжекция пучка в систему с магнитными стенками в некотором смысле похожа на инжекцию в свободное пространство — от проводимости образуемой плазмы зависит величина электростатического поля пространственного заряда и, следовательно, характер кинетических процессов в плазме. Только при инжекции в магнитную ловушку появляется возможность воздействовать на величину плазменного тока и, следовательно, на величину электрического поля пространственного заряда пучка.

### 3. Тепловое воздействие пучка

Один из аспектов взаимодействия РЭП с газовой средой — тепловое воздействие. На ускорителе "Терек 1Р" проводили эксперименты по исследованию динамики нагретого пучком канала [14]. Динамика плотности  $\rho$  газа определялась по изменению показателя преломления с помощью интерферометра Майкельсона.

Газодинамические исследования проводили при разных режимах инжекции пучка (в камеру, в свободное пространство) и на разных расстояниях от анода. Газодинамические измерения сочетались с измерениями характеристик пучка. Для получения информации о пучке, не искажая газодинамической картины, приемный узел располагался на некотором удалении (10—30 см) от исследуемого интерферометра сечения\*.

Эксперименты по исследованию динамики среды показали, что под воздействием пучка в газе образуется канал с пониженной плотностью. Отношение плотности газа  $\rho$  после прохождения

\* Параметры пучка (ток, плотность тока) в сечении, в котором предполагались газодинамические измерения, определялись отдельно.

пучка к начальной плотности  $\rho_0$  зависит от плотности тока пучка, наличия магнитного поля, расстояния от анодной фольги [15, 16]. Радиальное распределение плотности воздуха в различные моменты времени при плотности тока на оси  $j \approx 1 \text{ кА/см}^2$  показано на рис. 15.

На рис. 16 представлены кривые, полученные при инжекции пучка в свободное пространство в условиях: I — приемник заземлен обратным тоководом:  $l = 10 \text{ см}$ ;  $d_k = 30 \text{ мм}$ ;  $U_0 = 1,25 \text{ МВ}$ ;  $I_b = 9,7 \text{ кА}$ ;  $\tau_b = 65 \text{ нс}$ . II — приемник заземлен через сигнальные кабели:  $l = 10 \text{ см}$ ;  $d_k = 30 \text{ мм}$ ;  $U_0 = 1,3 \text{ МВ}$ ;  $I_b = 9,3 \text{ кА}$ ;  $\tau_b = 80 \text{ нс}$ .

Результаты измерений позволяют детально проследить динамику газа. В результате нагрева газа пучком плотность газа на оси уменьшается и достигает стационарного значения  $(\rho/\rho_0)_s$  за время  $\tau_s$ , которое зависит от геометрических размеров пучка и области его распространения. Скорость изменения плотности газа зависит от плотности тока пучка (от энерговклада), тогда как время достижения минимальной плотности от энерговклада не зависит.

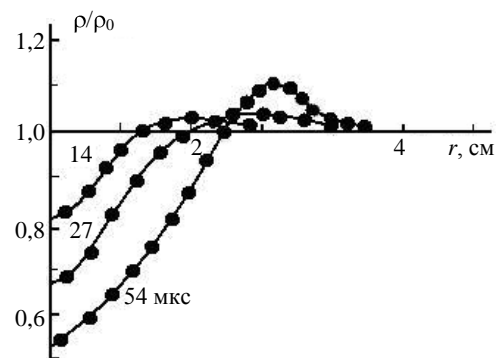
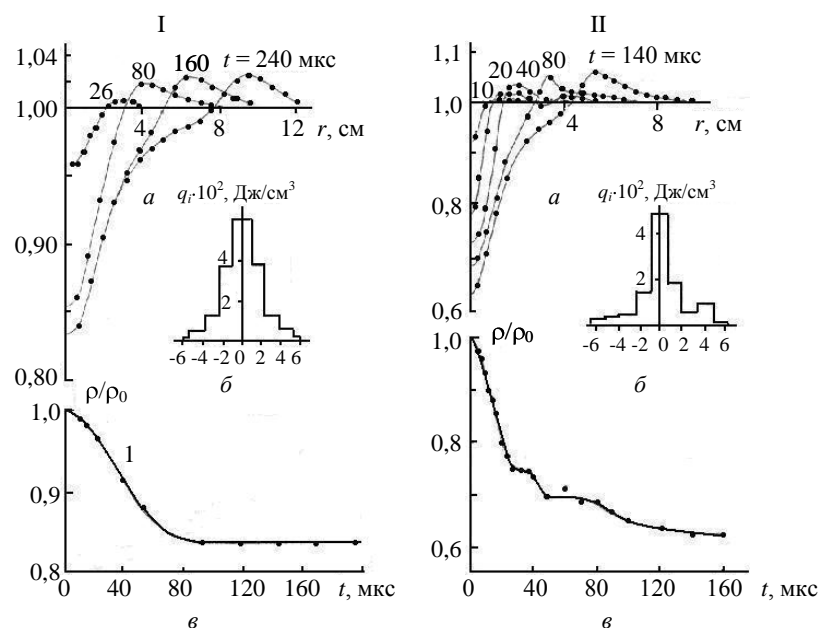


Рис. 15. Радиальное распределение плотности воздуха для различных моментов времени

Рис. 16. Радиальное распределение относительной плотности воздуха  $\rho(r)/\rho_0$  в различные моменты времени (а); гистограмма удельного ионизационного энерговклада пучка  $q_i(r)$  (б); зависимость относительной плотности воздуха  $\rho/\rho_0$  от времени (в)



Как показали эксперименты, транспортируемый в газе пучок за время  $\tau_s \approx r_b/v_s$  ( $r_b$  — радиус пучка,  $v_s$  — скорость звука в газе) создает канал пониженной плотности, сохраняющийся, по крайней мере, 600 мкс.

Из рис. 16 видим, что хотя ионизационные потери пучка в обоих случаях (I и II) практически одинаковы, минимальное разрежение в случае I (когда приемник заземлен обратными токопроводами), значительно меньше, чем в случае II (заземление через сигнальные кабели). В случае I плазменный ток  $I_p = (0,2—0,3)I_b$ , а в случае II —  $I_p = (0,8—0,9)I_b$ . Это обстоятельство свидетельствует о роли плазменного тока в нагреве газа.

Оценку предельного уменьшения плотности газа на оси пучка можно получить, предполагая адиабатичность процесса формирования канала:

$$\rho/\rho_0 = 1 + q/q_0^{-1/\gamma},$$

где  $q$  — удельный энерговклад в газ на оси пучка;  
 $q_0$  — начальная тепловая энергия газа;  
 $\gamma$  — показатель адиабаты.

Кривая  $\rho(q)/\rho_0$  представлена на рис. 17. Там же приведены экспериментально полученные значения  $\rho/\rho_0$  в случае I (заземление стержнями), когда основной вклад в нагрев газа вносят ионизационные ( $Q_i$ ) потери пучка —  $\rho(q_i)/\rho_0$  и в случае II, когда нагрев обусловлен как ионизационными потерями пучка, так и омическими потерями плазменного тока ( $Q_p$ ). Оценки энерговклада, учитывающие как ионизационные, так и джоулевы

потери  $Q_i + Q_p \approx 1,5 \cdot 10^{-7} \sum P_i Z_i L_{eff} \int_0^{\tau_b} I_b t dt + \pi r_b^2 \sigma \int_0^{\tau_b} I_p t dt$  хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

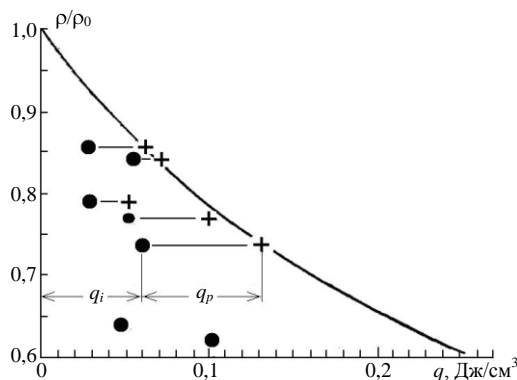


Рис. 17. Зависимость относительной плотности  $\rho/\rho_0$  от удельного энерговклада  $q$ :

- — приемник заземлен обратными токопроводами (случай I);
- + — приемник заземлен через сигнальные кабели (случай II)

Значения  $\rho(q_i + q_p)/\rho_0$  группируются вблизи теоретической кривой, что свидетельствует о правильном определении дополнительного механизма нагрева газа.

В предположении адиабатичности формирования канала и мгновенного нагрева ( $t \approx \tau_b \ll \tau_s = r_0/v_s$ ) газа пучком по экспериментально получаемому квазистационарному (при  $t > \tau_s$ ) профилю  $\rho(r)/\rho_0$  можно найти радиальное распределение удельного энерговклада:  $q(x) = q_0 \left[ \left( \frac{\rho(x)}{\rho_0} \right)^{-\gamma} - 1 \right]$ , где

$x = \int \rho(r) r dr$  — массовая координата в цилиндрической системе координат. Такой способ определения распределения удельного энерговклада бесконтактен и учитывает все каналы энерговклада пучка в газ [17].

#### 4. Заключение

Впервые экспериментально обнаружено, что в заполненном плазмой диоде при достижении током критического значения  $I \approx I_{cr} \approx env_{eT}$  развиваются процессы, приводящие к срыву тока, скачкам сопротивления диода и напряжения на диоде.

Установлены условия срыва тока и исследованы характеристики процесса в зависимости от параметров диода и диодной цепи. Обнаруженные и исследованные явления срыва тока и скачка сопротивления (и напряжения) в плазменном диоде лежат в основе работ по созданию сильноточных быстродействующих плазменных размыкателей. Интенсивно разрабатываемые в последние годы плазмозерозионные размыкатели являются ключевым элементом в схеме, использующей индуктивные накопители.

Впервые показано, что при срыве тока в плазменном диоде электрическое поле усиливается, перераспределяется и локализуется в разрыве плазмы между "катодной" и "анодной" областями плазмы, формируя электронный пучок. Плотность пучка, генерируемого таким способом, достигает значений  $j \approx 10^6$  А/см<sup>2</sup>. Способ формирования электронных пучков, обнаруженный в плазменном диоде, успешно реализуется в генераторах наносекундных электронных пучков нового типа, совмещающих трансформацию напряжения с формированием пучка.

Впервые экспериментально обнаружено и детально исследовано ускорение ионов электронными пучками, генерированными при срыве тока в плазменном диоде. Изучены энергетические и пространственные характеристики ускоренных ионов. Предложена качественная модель ускорения ионов в электрическом поле пространственного заряда электронного пучка, выходящего из

анодной плазмы. Обнаруженное при срыве тока ускорение ионов лежит в истоках многочисленных экспериментов по ускорению ионов электронными пучками.

Предложена методика измерения плазменных токов, индуцированных электронным пучком в пучковой плазме. Впервые проведены детальные исследования плазменного тока, его пространственных и временных характеристик в различных газах.

Обнаружена зависимость распределения плазменного тока от типа газа. Предложен метод определения проводимости плазмы по плазменному току. Работы по непосредственному измерению плазменного тока, определению проводимости плазмы по времени затухания плазменного тока и распределения проводимости плазмы по профилю плазменного тока и тока пучка имеют самостоятельную ценность и могут быть применены в научных и практических целях в областях, использующих взаимодействие пучков с газами (плазмой).

Обнаружена фокусировка импульсного электронного пучка ионами, ускоренными электрическим полем пространственного заряда пучка, и определена скорость перемещения фронта пучка в вакууме. Установлены зависимости времени компенсации пространственного заряда распространяющегося в газе электронного пучка от давления газа. Обнаружено уменьшение скорости фронта транспортируемого в магнитном поле пучка с увеличением давления в диапазоне 10—750 Торр. В отсутствие магнитного поля скорость фронта пучка в том же диапазоне давлений постоянна. В широком диапазоне давлений исследовано усиление полного тока для различных газов.

Обнаружены явления колебания и усиления полного тока в диапазоне давлений газа 30—750 Торр, возникающие в результате взаимодействия тока пучка и индуцированного смещением пучка плазменного тока в процессе развития крупномасштабной неустойчивости. Эффекты осцилляторного усиления полного тока, уменьшение скорости фронта пучка и т.д. представляют научную ценность и способствуют лучшему пониманию процессов, сопровождающих транспортировку пучков в газах.

Исследован энергоклад электронного пучка в различные газы. Предложен метод увеличения энергоклада на 50—70 % в неоднородном магнитном поле. Исследованы различные схемы накачки лазеров электронными пучками. Экспериментально показана возможность одновременной и независимой генерации химического и эксимерного лазеров при возбуждении сложной смеси с помощью РЭП.

Исследованы закономерности образования в газе квазистационарного (сохраняющегося не менее 600 мкс) канала пониженной плотности в результате нагрева газа пучком и индуцированным плазменным током. Показано, что в условиях передачи энергии пучка плазменному току посредством электростатического поля пространственного заряда вклад плазменного тока в нагрев газа достигает 50—60 %. Предложен способ определения радиального распределения удельного энергоклада по экспериментально получаемому квазистационарному профилю распределения плотности газа.

В экспериментах по генерации излучения в карсинотроне получены результаты, стоящие на уровне достигнутых к тому времени мощностей 1—1,1 ГВт. Экспериментально установлена зависимость мощности генерируемого релятивистским электронным пучком микроволнового излучения в карсинотроне от параметров пучка. Обнаружены особенности в зависимости мощности излучения от магнитного поля и срыв генерации СВЧ-излучения с увеличением мощности излучения, получены зависимости длительности СВЧ-импульсов и вероятности СВЧ-излучения с данной мощностью от мощности излучения.

Предложена новая концепция высокоэффективной накачки систем инжекционной газовой электроники сильноточными электронными пучками в мультипольных магнитных полях, позволяющая широко манипулировать параметрами генерируемой плазмы и задействовать как ионный, так и метастабильный каналы возбуждения газовой среды.

Работа частично поддержана грантом  
РФФИ 05-08-33370-а.

#### Л и т е р а т у р а

1. Link W. T.// IEEE Transaction on Nucl. Sci. 1967. NS-14. P. 777.
2. Bondar Yu. F., Gomanko A. A., Mkhaidze G. P. et al.// Proceedings of BEAMS-90. 1990. P. 641.
3. Bondar Yu. F., Gomanko A. A., Mkhaidze G. P. et al.// Ibid. P. 586; Bondar Yu. F., Janovski A. J., Klimov V. I. et al.// IEEE Transactions on Plasma Science. 1993. V. 21. № 4. P. 353.
4. Королев А. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А.// Прикладная физика. 2005. № 5. С. 40.
5. Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Интенсивные электронные пучки. Физика. Техника. Применение. — М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 232.
6. Бондарь Ю. Ф., Климов В. И., Мхеидзе Г. П. и др.// Труды ИОФАН. Релятивистская плазменная СВЧ-электроника. Т. 45. — М.: Наука, 1994. С. 110; Месяц Г. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А.//Энциклопедия низкотемпературной плазм/ Под ред. Фортова. — М.: Наука, 2000. Кн. 4. С. 108—126.
7. Arutyunyan S. G., Bogdankevich O. V., Bondar Iu. F. et al.// Plasma Physics. 1983. V. 25. № 1. P.11—24.

8. Бондарь Ю. Ф., Ипатов А. Л., Мхеидзе Г. П., Цопп Л. Э.// Препринт ФИАН № 177. 1980. — 12 с.; Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др.// Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1192.

9. Сегре Е. Экспериментальная ядерная физика. — М.: Наука, 1956. Т. 1. С. 216.

10. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др.// Краткие сообщения по физике ФИАН. 1982. № 1. С. 3.

11. Арланцев С. В., Климов В. И., Мхеидзе Г. П. и др.// Труды ИОФАН. Релятивистская плазменная СВЧ-электро-ника. Т. 45. — М.: Наука, 1994. С. 166.

12. Арланцев С. В., Бондарь Ю. Ф., Кузьмин Г. П. и др.// Прикладная физика. 2006. № 1. С. 43.

13. Мхеидзе Г. П.// Энциклопедия низкотемпературной плазмы/ Под ред. Фортова. — М.: Наука, 2000. Кн. 4. С. 126.

14. Королев А. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А.// Прикладная физика. 2005. № 6. С. 105—113.

15. Ипатов А. Л., Кабанов С. Н., Королев А. А. и др.// Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 3. С. 162.

16. Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Грудницкий В. Г. и др.// ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 884.

17. Аскарьян Г. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А.// Там же. 1984. Т. 10. Вып. 23. С. 1465.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2007 г.

## Formation and application of the pulse high-current electron beams

### Part IV. Transportation of a beam

G. P. Mkheidze, A. A. Savin

A. M. Prokhorov General Physics Institute, Moscow, Russia

*Some results of researches of the plasma diodes and the beam plasma are resulted in the brief form. The review of works is broken into four parts. The fourth part describes works on transporation of a beam and on its energy-release.*

PACS: 41.75.-i

УДК 621.3.032.266

## Расчет энергии продольного движения высокоперевансных электронных пучков

В. Д. Журавлева, С. О. Семенов

ФГУП «Научно-производственное предприятие "Алмаз"», г. Саратов, Россия

*Представлено численное решение задачи расчета усредненной энергии продольного движения реального электронного пучка в магнитном поле.*

PACS: 41.85.-p

### Введение

В работах [1, 2] показано, что при расчете процесса взаимодействия пучка с бегущей волной по одномерным программам принципиально необходимо учитывать отличия энергии продольного движения высокоперевансного электронного пучка от напряжения на замедляющей системе, возникающие из-за провисания потенциала за счет пространственного заряда пучка, вращения электронов под действием фокусирующего магнитного поля и релятивистского фактора. Приведенные приближенные формулы для расчета энергии получены при допущениях, которые не всегда выполняются для реальных пучков: постоянной плотности тока по сечению пучка — при расчете

поля пространственного заряда и релятивистского фактора скорости всех частиц в пучке брались одинаковыми и равными средней скорости частиц, величина фокусирующего магнитного поля выбиралась равной бриллюэновскому значению для соответствующего заполнения пучком пролетного канала и не изменялась по радиусу.

Данные об энергии пучка могут быть получены из расчетов электронно-оптических систем по двух- или трехмерным программам, но при этом в случае магнитной периодической фокусирующей системы (МПФС) необходимо проводить усреднение энергии по периоду магнитного поля. Кроме того, проектирование приборов обычно начинается с расчетов замедляющей системы, и параметры