

# Электронные и ионные пучки

УДК 533.9.07:539.1.03: 539.12

## Формирование и применение импульсных сильноточных электронных пучков.

### Часть III\*. Процессы в пучковой плазме

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 третьей части рассмотрены работы по исследованию процессов в пучковой плазме: зарядовая и токовая нейтрализация пучка, генерированные индуцированными полями плазменные токи, характеристики пучковой плазмы.*

#### 1. Взаимодействие РЭП с газами

Взаимодействие релятивистских электронных пучков (РЭП) с газом включает в себя в зависимости от рассматриваемого интервала времени взаимодействие с разными средами: с вакуумом (в течение времени  $t \ll \tau_i$ , нейтральным газом ( $t \approx \tau_i$ ) и плазмой ( $t \gg \tau_i$ ).

$\tau_i = (\gamma^2 \beta c \sigma_i n_0)^{-1}$  — время ионизации,

где  $\gamma$  — релятивистский фактор;

$\beta = u/c$ ;  $u$  и  $c$  — скорость электрона и света, соответственно;

$\sigma_i$  — эффективное сечение ионизации;

$n_0$  — плотность газа.

Многообразие процессов при взаимодействии РЭП с газами иллюстрирует структурная схема физических явлений, представленная на рис. 1.

При  $t \ll \tau_i$  пучок расходится под действием пространственного заряда, и уравнение огибающей пучка описывается соотношением

$$\frac{z}{r_0} \approx \left( \frac{2}{K} \right)^{1/2} \cdot \left[ \ln \frac{r}{r_0} \right]^{1/2} \int_0^t e^{t^2} dt,$$

где  $K = 2v/\beta^2 \gamma^3$  — обобщенный первеанс;

$v = Nr_{cl} = \left( \frac{2}{3} n_b e^2 \right) / mc^2$  — параметр Будкера;

$N$ ,  $r_{cl}$ ,  $e$ ,  $m$  — погонная плотность, классический радиус, заряд и масса покоя электрона, соответственно;

$r_0$ ,  $r_b$ ,  $n_b$  — начальный радиус, радиус и объемная плотность пучка, соответственно.

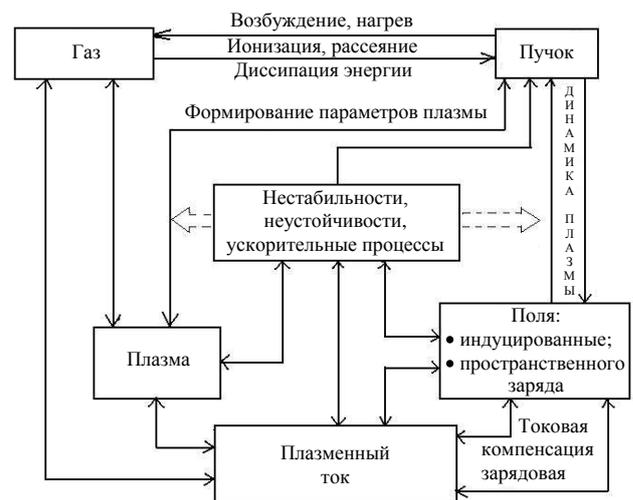


Рис. 1. Структурная схема процессов при взаимодействии электронного пучка с газом

В этих условиях величина инжектируемого тока лимитируется источником пучка.

Приложенное извне магнитное поле ограничивает расхождение пучка, распространяющегося в течение времени  $t \ll \tau_i$  в камере дрейфа. Обусловленное пространственным зарядом провисание потенциала пучка  $\phi$  зависит от тока пучка и его конфигурации (сплошной, кольцевой).

При  $\phi = (mc^2/e)(\gamma - \gamma^{1/3})$  ток достигает предельного значения. Для сплошного пучка с радиусом  $r$ , распространяющегося в камере радиусом  $R$ , предельный вакуумный\* ток равен [1]

$$I_B \approx mc^3 \gamma_0^{2/3} - 1^{3/2} / e [1 + 2 \ln R/r].$$

\* Части I и II опубликованы в данном журнале в № 3 и 4 за 2008 г., соответственно.

\* Пока  $t \ll \tau_i$ , пучок считаем распространяющимся в вакууме.

При  $I_b \geq I_b$  тормозящиеся в поле пространственного заряда электроны на расстоянии  $z_0 \approx r_0 \frac{mc^3}{2eI_b} \gamma^{1/2} \gamma^{2/3} - 1^{3/4}$  образуют так называемый виртуальный катод, где  $\beta c \approx 0$  и который является источником электронного пучка, формируемого в виртуальном диоде, образуемом виртуальным катодом — дрейфовой камерой.

На периферийный электрон цилиндрического некомпенсированного пучка действуют силы, обусловленные пространственным зарядом ( $F_e$ ) и собственным магнитным полем ( $F_m$ ):  $F = F_e + F_m = 2Ne^2 \frac{1 - \beta^2}{4\pi\epsilon_0 r_b}$ .

Очевидно, что в течение всего времени транспортировки пучка в газе идут ионизационные процессы, и при  $t \approx \tau_i$  следует говорить уже о взаимодействии пучка с газом и плазмой. По мере ионизации газа автоматически реализуются механизмы зарядовой и токовой компенсации инжектированного в газовую среду пучка в результате ухода части вторичных (плазменных) электронов под действием поля пространственного заряда и вихревого поля, индуцированного нарастающим собственным магнитным полем тока пучка.

Степень зарядовой нейтрализации  $f_e = n_i/n_e = 1$  ( $n_i, n_e$  — концентрации, соответственно, ионов и электронов, включая электроны пучка). В этом случае сила, действующая на периферийный электрон, равна  $F = 2Ne^2 \frac{1 - \beta^2 - f_e}{4\pi\epsilon_0 r_b}$ . При  $f_e \geq 1 - \beta^2$  собственное магнитное поле фокусирует пучок.

Предельное значение тока пучка с полностью нейтрализованным пространственным зарядом, т. н. ток Альфвена, определяется из условия равенства удвоенного ларморовского радиуса  $\rho_L$  электронов пучка в собственном магнитном поле и радиуса пучка  $r_b$ :

$$2\rho_L = r_b, I_A = mc^3/e\beta\gamma = 17\beta\gamma \text{ (где } I_A \text{ — в кА)}.$$

В пучке с полностью нейтрализованным пространственным зарядом при равенстве тока пучка току Альфвена энергии поперечного и продольного движений электронов пучка равны. Для дальнейшего увеличения тока пучка необходимо либо компенсировать силу магнитного сжатия силами поля пространственного заряда за счет неполной нейтрализации ( $f_e < 1$ ), либо компенсировать собственное магнитное поле пучка текущим в противоположном направлении током  $I_p$  вторичных электронов (степень магнитной, токовой компенсации  $f_m = I_p/I_b, I_p$  — плазменный ток,  $I_b$  — ток пучка).

В первом случае т. н. ток Лоусона  $I_L$  равен

$$I_L = I_A \beta^2 / (\beta^2 + f_e - 1);$$

во втором случае:

$$I_L = I_A \beta^2 / [\beta^2(1 - f_m) - (1 - f_e)].$$

С появлением плазменного тока величина магнитного поля пучка корректируется (на величину собственного магнитного поля плазменного тока) и действующим становится магнитное поле полного тока  $I_n = I_b + I_p$  (алгебраической суммы пучкового и плазменного токов). В стадии нарастания полного тока индуцированный в плазме ток течет в направлении, противоположном пучку; при уменьшении полного тока плазменный ток направлен по пучку.

Скорость нейтрализации пространственного заряда зависит от ряда факторов: величины тока, типа газа, наличия внешних полей, давления газа и т. д. Время нейтрализации объемного заряда пучка просто определить по изменению потенциала  $\phi$  пучка. Обычно потенциал пучка измеряется емкостным делителем. Очевидно, что для корректного измерения потенциала необходимо, чтобы на делитель не попадали заряженные частицы, в первую очередь электроны. При наличии внешнего магнитного поля радиальное рассывание электронов ограничено, и время нейтрализации пространственного заряда определяется достаточно уверенно.

На рис. 2 представлены результаты экспериментов по измерению времени нейтрализации пространственного заряда электронного пучка при его транспортировке в различных газах и газовой смеси, проведенные в НИИ ядерной физики, Томск (кривые 1—6) и в ИОФ РАН (кривая 7).

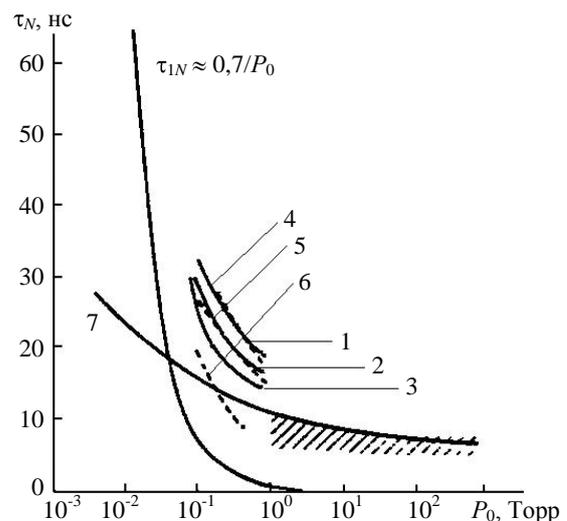


Рис. 2. Время нейтрализации пространственного заряда пучка в зависимости от давления:

газы: 1 — He; 2 — H<sub>2</sub>; 3 — воздух при  $B_0 = 3,1$  кГс; 4 — He; 5 — H<sub>2</sub>; 6 — воздух при  $B_0 = 0$ ; 7 — воздух, He, SF<sub>6</sub>, смесь He:SF<sub>6</sub>:H<sub>2</sub> (7) при  $B_0 = 2,4$  кГс;  $\tau_{1N} \approx 0,7/P_0$  — время образования в воздухе плазмы с плотностью  $n_p \approx n_b$  в результате ударной ионизации

Кривые 1—3 получены при инъекции пучка (1 МэВ, 40 кА, 50 нс) в He (1), H<sub>2</sub> (2) и в воздухе (3) при  $B_0 = 3,1$  кГс в интервале давлений  $P_0 = 10^{-1}$ —1 Торр. Время нейтрализации пространственного заряда пучка в отсутствие магнитного поля в тех же газах представлено кривыми 4—6. В диапазоне давлений  $P_0 = 10^{-2}$ —750 Торр в воздухе и при давлениях 1—750 Торр — в He, SF<sub>6</sub> и смеси He:SF<sub>6</sub>:H<sub>2</sub> измерения проводили при транспортировке пучка (0,8—1,5 МэВ; 5—15 кА; 30—120 нс) во внешнем магнитном поле  $B_0 = 2,4$  кГ [2]. В отсутствие магнитного поля на емкостный датчик попадали электроны рассеивающегося пучка, поэтому не удалось зарегистрировать потенциал пучка и, следовательно, время нейтрализации пространственного заряда пучка.

Результаты для воздуха представлены кривой 7 (см. рис. 2). Данные для He, SF<sub>6</sub> и смеси близки к значениям для воздуха и не выходят за пределы заштрихованной области. Там же дана зависимость времени образования в воздухе плазмы с плотностью  $n_p \approx n_b$  ( $n_b$  — плотность электронов в пучке)  $\tau_{1N}(P_0) \approx (\beta c \sigma n_0)^{-1} \approx 0,7/P_0$  в результате ударной ионизации. При низких давлениях ( $P_0 < 4 \cdot 10^{-2}$  Торр)  $\tau_N < \tau_{1N}$ , что указывает на существование дополнительного ионизирующего фактора. Практически при всех давлениях газа существенный вклад в ионизацию вносят вторичные электроны. Они ускоряются продольной составляющей поля пространственного заряда как в прямом (по пучку), так и в обратном направлении в зависимости от места образования и дрейфуют в скрещенных полях  $E_z \times B_b$  ( $E_z$  — аксиальная составляющая поля пространственного заряда;  $B_b$  — собственное магнитное поле пучка) и  $E_r \times B_0$  ( $E_r$  — радиальная составляющая поля пространственного заряда).

Обладая относительно низкой энергией (соответственно большим сечением ионизации), эти электроны могут внести существенный вклад в ионизацию газа. Вклад в ионизацию могут внести ионы, ускоряемые в поле пространственного заряда. При  $P_0 = 0,1$ —1 Торр определенную роль начинает играть лавинный механизм ионизации, при  $P_0 > 4 \cdot 10^{-2}$  Торр  $\tau_N$  становится больше  $\tau_{1N}$ , и лимитирующим фактором оказывается не скорость наработки плазмы пучком, а время ухода электронов из некомпенсированной области в аксиальном (характерное время при  $P_0 > 0,5$  Торр  $\tau_z \approx 2Lm v_{en}/eE_z$ ) либо радиальном (характерное время при  $P_0 > 0,5$  Торр  $\tau_r \approx r_b m(\Omega_e^2 + v_{en})/eE_r v_{en}$ ) направлениях (здесь  $v_{en}$  — частота столкновений электронов плазмы,  $\Omega_e$  — циклотронная частота электронов).

С процессом нейтрализации объемного заряда связана так называемая "эрозия фронта" импульса —

потеря головной части пучка вследствие его рассеивания на стенки камеры в процессе нейтрализации пространственного заряда [3].

Экспериментально эрозию фронта пучка наблюдали при  $P_0 < 10^{-1}$  Торр. С увеличением давления эффект уменьшался, при  $10^{-1}$  Торр практически не регистрировался и затем вновь появлялся в диапазоне давлений  $P_0 \approx 1$ —5 Торр.

Явление эрозии фронта импульса наблюдалось и в смеси N<sub>2</sub>:SF<sub>6</sub> = 6:1 при давлениях  $P_0 = 100$ —750 Торр в отсутствие магнитного поля.

Эффект, заключающийся в уменьшении амплитуды и укорочении импульса, не зависел от  $P_0$  в этом диапазоне давлений и увеличивался с расстоянием, что позволило определить скорость фронта пучка в отсутствие магнитного поля. Экспериментальные значения скорости фронта  $\beta_F$  находились в пределах 0,07—0,12 и не зависели от расстояния до анодной фольги  $l$ .

Оценка  $\beta_F \approx z_0/(\tau_N + t')c$  ( $z_0 \approx r_0 \sqrt{I_A/I_b}$  (где  $I_A$  — ток Альфвена,  $\tau_N \approx 2\sqrt[3]{3v_{en}\tau_F m\beta c r_b^2/eI_b}$  — характерное время нейтрализации для незамагниченного пучка в результате радиального ухода (перераспределения) электронов при  $P_0 > 100$  Торр [4],  $t' = z_0/\beta c$  — пролетное время) дала значение  $\beta_F \approx 0,11$  при  $I_b \approx 10$  кА;  $E_b \approx 1$  МэВ;  $r_0 = r_b \approx 30$  мм, что неплохо согласуется с экспериментальными значениями.

Говоря о скорости фронта пучка, стоит разобраться, что подразумевается под этим термином.

Рассмотрим инжектируемый в дрейфовую камеру пучок в отсутствие внешнего магнитного поля. Под действием пространственного заряда пучок рассеивается на стенки камеры тем интенсивнее, чем больше ток пучка. Плотность инжектированного пучка с расстоянием уменьшается, соответственно уменьшается напряженность поля пространственного заряда. Очевидно, что никакого фронта пучка (в строгом понимании слова "фронт") в этих условиях нет. Однако за характерную протяженность области, где происходит ионизация газа, можно принять расстояние, на котором радиус пучка удваивается (или увеличивается в  $e$  раз). Эту переходную область можно условно назвать "фронтом" пучка.

Во внешнем магнитном поле картина меняется. Если ток пучка меньше предельного вакуумного  $I_b$ , скорость электронов определяется полем в вакуумном диоде (с учетом провисания потенциала) и под фронтом пучка можем понимать фронт импульса ускоряющего напряжения. Ионизация газа в этом случае происходит на всей длине пучка и более интенсивно посередине, где из-за провисания потенциала пучка скорость электронов минимальна. При токе, большем  $I_b$ , инжектированные

электроны тормозятся полем пространственного заряда практически до нуля на расстоянии  $\approx z_0$ , и фронтом пучка можно считать эту область протяженностью  $z_0$ . По мере ионизации газа в области "фронта пучка" с характерным временем  $\tau_i$  этот фронт пучка перемещается со скоростью  $u_F = z_0/\tau_i$ .

Полезными характеристиками являются отношения тока пучка к предельному вакуумному току  $\chi_B = I_b/I_B$  и к току Альфвена  $\chi_A = I_b/I_A$ .

При  $\chi_B < 1$  кинетическая энергия электронов больше их электростатического потенциала и электроны преодолевают ими же созданный потенциальный барьер и распространяются по камере дрейфа.

При  $\chi_B \geq 1$  электроны тормозятся до полной остановки, образуя виртуальный катод. С уменьшением скорости растет сечение ионизации, поэтому наиболее эффективно ионизация газа происходит в области виртуального катода.

Существующие методы измерения скорости фронта сводятся к определению временного сдвига сигнала, связанного с распространением пучка. Этим сигналом могут быть потенциал пучка; текущий по камере дрейфа общий ток; фиксируемый поясом Роговского ток пучка; ток пучка на приемнике и т. д.

На рис. 3 представлены некоторые результаты измерения скорости фронта пучка. Условия, в которых были получены эти результаты (параметры пучка, тип газа, наличие магнитного поля), даны в табл. 1. Несмотря на существенное расхождение в приведенных зависимостях скорости фронта от давления, у всех кривых имеется нечто общее — с ростом давления  $P_0$  в интервале  $10^{-3}$ —3 Торр в той или иной степени растет скорость фронта импульса пучка. Исключение составляет кривая 5, в кото-

рой скорость фронта в диапазоне давлений  $P_0 = 10^{-1}$ —3 Торр уменьшается.

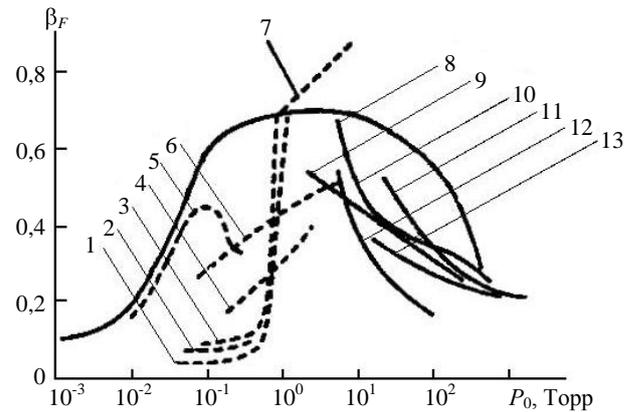


Рис. 3. Скорость фронта пучка в зависимости от давления: значения кривых 1—13 — см. в табл. 1

Как уже отмечалось, поступавшие в газ электроны пучка в течение времени, меньшего времени ионизации  $\tau_i$ , можно считать распространяющимися в вакууме. Поле некомпенсированного пространственного заряда в головной части пучка тормозит электроны пучка, вплоть до остановки и образования виртуального катода при  $\chi_B = I_b/I_B \geq 1$ . По мере нейтрализации пространственного заряда пучок перемещается со скоростью  $\beta_F \approx 10^8 (I_0/2I_b)^{1/2} P_0 Z r_b / \beta c$ , поэтому увеличение  $\beta_F$  при увеличении давления газа  $P_0$  вполне естественно. Неочевидным являлось обнаруженное уменьшение скорости фронта импульса [2] с ростом давления в интервале от 2—3 до 750 Торр (см. рис. 3, кривая 8). Позже эти результаты были подтверждены в работе [5] для  $N_2$ ,  $O_2$ , He,  $SF_6$  и  $H_2$ , вплоть до давлений 1200 Торр (см. рис. 3, кривые 9—13).

Таблица 1

Номер кривых на рис. 3	$E$ , МэВ	$I_b$ , кА	$\tau_b$ , нс	Газ	$B_0$ , кГс
1	0,5	160	50	$H_2$	0
2	1	110	50	$H_2$	0
3	1	100	50	$H_2$	0
4	0,35	50	50	Воздух	0
5	0,4	65	50	$CH_4$	0
6	0,7	40	30	$N_2$	0
7	0,5	—	—	$H_2$	0
8	1	10	60	He, $SF_6$ , смесь He: $SF_6$ : $H_2$ , воздух	2,4
9	1	35	50	$N_2$	4
10	1	35	50	$O_2$	4
11	1	35	50	He	4
12	1	35	50	$SF_6$	4
13	1	35	50	$H_2$	4

Как в магнитном поле, так и в его отсутствие фронт импульса тока достигает конца дрейфовой камеры с некоторой временной задержкой, обусловленной зависящей от давления газа скоростью фронта. На рис. 4, *a* схематично представлены высоковольтный диод *D* и камера дрейфа *КД*. С катода прямоугольным импульсом напряжения  $U_0$  отбирается ограниченный пространственным зарядом пучок электронов с током  $I_b = I_B$ , инжектируемый в камеру дрейфа *КД* с магнитным полем  $B_0$ . В дрейфовой камере на расстоянии  $z_0 \approx \Delta$  создается виртуальный катод  $K^*$ , образующий с дрейфовой камерой виртуальный диод с током  $I_b^* < I_b$ . Схематично показаны области: I — формирования пучка с током  $I_b$ ; II — торможения пучка и образования виртуального катода; III — формирования пучка с током  $I_b^*$  в виртуальном диоде.

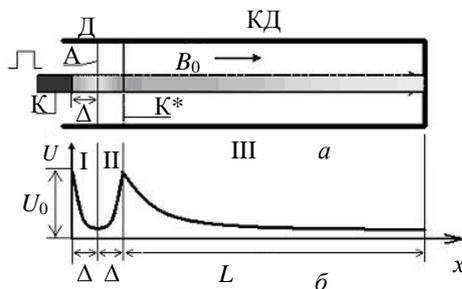


Рис. 4. Высоковольтный диод *D* и камера дрейфа *КД*:  
*a* — схема диода и камеры: *K* — катод, *A* — анод;  
*б* — распределение напряжения  $U$  в высоковольтном диоде (I), виртуальном диоде (II) и в камере дрейфа (III)

Простая оценка времени  $t^*$  прохождения этим допредельным (по отношению к  $I_b$ , но предельным для виртуального диода) током дрейфовой камеры убеждает, что  $t^*$  существенно меньше времени  $t = L/\beta_{rc}$ . Следовательно, при инжекции в нейтральный газ пучка с сверхпредельным вакуумным током за время, меньшее  $L/\beta_{rc}$ , можно было бы ожидать появления "предвестника" — пучка с током  $I_b^* < I_b$ . Насколько известно, такие предвестники никем не наблюдались.

Особенностью виртуального диода является то, что формируемый в нем пучок состоит как из первичных (локализованных в виртуальном катоде) электронов, так и из вторичных, плазменных электронов, генерированных в камере дрейфа. Энергия, набираемая плазменными электронами в виртуальном диоде, может быть любой — от нуля до максимального значения. Электроны с виртуального катода и образовавшиеся в области III электроны, ускоряясь полем в виртуальном диоде, образуют поток электронов с энергиями в широком диапазоне — от нуля до  $eU_0$ . Предельный ток такого предвестника — "высокотемпературного" пучка  $I_b^* \ll I_b = I_B$  и он не регистрируется токовыми шунтами.

## 2. Плазменные токи

Спустя некоторое время  $t \geq \tau_i$ , первоначально двухкомпонентная система пучок — нейтральный газ превращается в четырехкомпонентную: пучок — нейтральный газ — плазма — плазменный ток. Взаимоотношение этих составляющих определяет характер протекающих в системе процессов, существенную роль в которых играет плазменный ток.

Плазменный ток (текущий в пучковой плазме ток вторичных электронов, появившихся в результате ионизации газа, либо электронов, эмитированных с торца камеры, либо реверсированных пучковых электронов) генерируется полем пространственного заряда пучка, и в основном полем, индуцированным изменяющимся суммарным магнитным полем тока пучка и плазменного тока.

Алгебраическую сумму пучкового  $I_b$  и плазменного  $I_p$  токов называют полным (чистым — net) током:  $I_n = I_b + I_p$ .

При транспортировке пучка в камере с проводящими стенками усредненный по сечению дрейфовой трубки полный ток течет по стенке камеры. Из определения  $I_n$  следует очевидный способ диагностирования плазменного тока по измеренным полному и пучковому токам. Правда, у этого очевидного способа имеются определенные недостатки. В первую очередь это то, что определяется интегральный, усредненный по сечению трубки, плазменный ток, не дающий информации о распределении плазменного тока внутри камеры. Кроме того, этот способ требует одновременного измерения  $I_n$  и  $I_b$  в одном и том же сечении, что делает некорректным само измерение: при измерении  $I_b$  в данном сечении приемником последний, препятствуя распространению пучка, нарушает процесс формирования плазменных токов.

Указанные недостатки частично обойдены при определении локального значения плазменного тока с помощью миниатюрных приемников, регистрирующих полный и пучковый токи [6].

В работе [7] распределение плазменных токов определялось по углу поворота пучка в магнитном поле. В суммарном внешнем и собственном магнитных полях электроны пучка следуют по спиральным траекториям. Скорость вращения меняется по радиусу камеры и зависит от полного тока  $I_n(r)$ , текущего в цилиндре данного радиуса  $r$ :  $\frac{d\Phi}{dt} \frac{1}{u_b} r = \frac{2I_n(r)}{cr^2 H_z}$ , где  $\Phi$  — азимутальный угол;  $u_b$  — скорость электронов пучка;  $H_z$  — продольное магнитное поле.

Можно найти распределение полного тока по повороту тени от маски, установленной на пути пучка. Одновременная регистрация распределения

тока пучка по интенсивности тормозного излучения позволяет алгебраически определить радиальное распределение плазменного тока. Недостатками метода можно считать необходимость установки маски и создание внешнего магнитного поля. Непосредственное измерение периферийной части плазменного тока с помощью кольцевого коллектора, расположенного вне пучка у анодной фольги, было проведено в работе [8].

Попытка непосредственно измерить плазменный ток была предпринята в работе [2]. Коллектор, выполненный из алюминизированного лавсана, был прозрачен для пучковых электронов, но регистрировал суммарный плазменный ток в начале камеры дрейфа. Для измерения плазменного тока и его распределения в любом сечении камеры по тому же принципу был разработан подвижной секционированный приемник плазменного тока [9]. Работу приемника плазменного тока поясняет схема на рис 5, а. На лавсановую пленку 1 толщиной 20 мкм вакуумным напылением по обе стороны нанесены проводящие слои (из алюминия или меди) 2 и 3 толщиной 1—5 мкм. Используемые варианты конфигураций проводящих слоев, позволяющие измерять как радиальное, так и азимутальное распределение плазменного тока, показаны на рис. 5, б—г. Медленные электроны плазменного тока  $I_p$  поглощаются в слое 2 (либо в слое 3 при реверсировании плазменного тока).

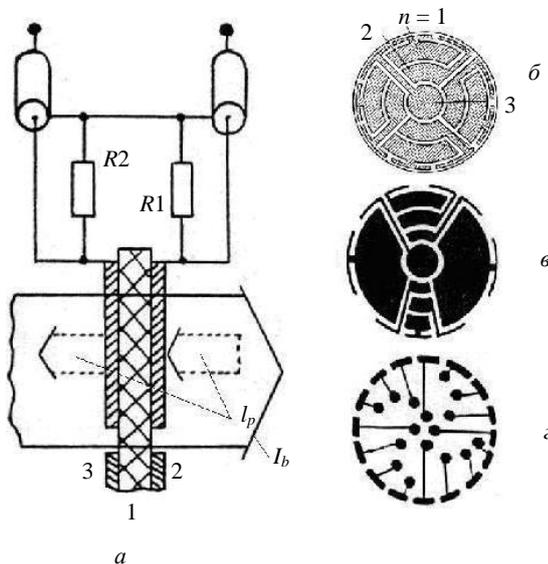


Рис. 5. Приемник плазменного тока:

а — схема измерений; б—г — конфигурации проводящих слоев приемника

Ток  $I_p$  регистрируется с помощью сопротивлений  $R1$  и  $R2$ . Затем электроны эмитируются со слоя 3 (при реверсировании плазменного тока со слоя 2). Заземление одного из слоев не сказывалось на картине плазменного тока. Измеритель практически не вносит искажений в распространение пучка. При толщине лавсана 20 мкм, толщинах

медных слоев по 2 мкм при энергии электронов пучка 1 МэВ потери в энергии электронов  $\Delta W \approx 10$  кэВ и угловое отклонение  $\Delta\theta \approx 6^\circ$ .

Схема эксперимента для исследования интегральных характеристик электронного пучка и плазменного тока приведена на рис. 6, а [10].

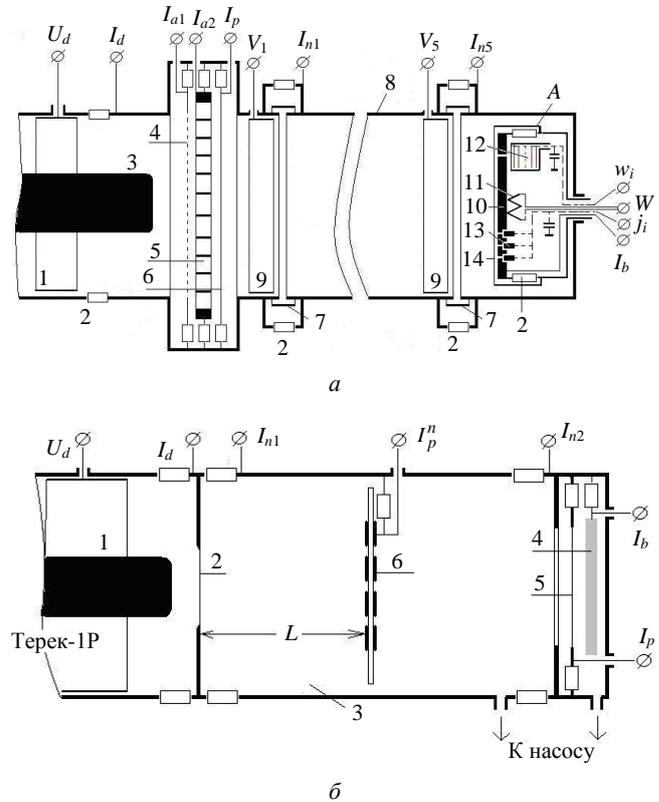


Рис. 6. Схема эксперимента:

а — для исследования интегральных характеристик пучка и плазменного тока: 1 — емкостной делитель; 2 — токовый шунт; 3 — катод; 4 — анод-сетка; 5 — силовая перегородка; 6 — коллектор плазменного тока; 7 — коллектор радиального потока частиц; 8 — рабочая камера; 9 — емкостные делители для измерения потенциала пучка; 10 — графитовая мишень; 11 — термопары; 12 — анализатор; 13 — коллекторы быстрых электронов; 14 — экран;  
б — для измерения плазменного тока: 1 — катод; 2 — анодная фольга; 3 — дрейфовая камера; 4 — приемник пучка; 5 — фольга приемника пучка (интегральный приемник плазменного тока); 6 — дифференциальный приемник плазменного тока

Пучок, формируемый в диоде ускорителя "Терек-1Р" (графитовый катод, сетка-анод) через силовую перегородку, отделяющую вакуумный диод от заполненного газом объема и перегородку, являющуюся коллектором плазменного тока, инжектировался в камеру 8. Напряжение в диоде  $U_d$  измерялось емкостным делителем 1. Токи диода  $I_d$ , на анод-сетку  $I_{a1}$ , силовую перегородку  $I_{a2}$ , перегородку-коллектор  $I_p$ , по рабочей камере  $I_{n1}$ — $I_{n5}$  и на подвижной приемный узел А  $I_b$  регистрировались шунтами 2, выполненными из проводящей резины. Коллекторы 7 регистрировали суммарный заряд радиального потока частиц. Потенциал области взаимодействия в различных сечениях  $V_1$ — $V_5$

измеряли емкостными делителями. Передаваемая газу энергия определялась по изменению давления газа дифференциальным манометром. Энергия пучка  $W_b$ , передаваемая графитовой мишени в приемном узле А, определялась по его нагреву с помощью термопар. По четырем ортогональным радиусам мишени с шагом 3 мм расположены коллекторы быстрых электронов (на рис. 3 показаны только три коллектора). Величина заряда, переносимого пучком за импульс на каждый коллектор, пропорциональна измеряемым напряжениям  $U_i$  с калиброванных емкостей  $C_1$ , соединенных с коллекторами.  $U_i$  регистрируется с помощью коммутатора системы опроса и самописца\*. С помощью анализатора энергии предполагались полуколичественные измерения распределения электронов пучка по энергиям. В анализаторе расположены 16 медных фольг толщиной 60 мкм. Оседающие на фольгах электроны заряжают конденсаторы  $C_2$ . С помощью мультиплексора (коммутатора системы опроса) опрашиваются все каналы, и сигналы подаются на самописец.

Схема эксперимента, в котором использовался дифференциальный приемник плазменного тока, представлен на рис. 6, б. Пучок в ускорителе "Терек-1Р" с катода через анодную фольгу инжектировался в дрейфовую камеру диаметром 180 мм, заполненную газом. Ток пучка  $I_b$  регистрировался приемником с апертурой 128 мм. Фольга (Ti толщиной 20—30 мкм), отделяющая приемник пучка от дрейфовой камеры, одновременно служила коллектором интегрального плазменного тока  $I_p$  на торце камеры.

Передвижной дифференциальный приемник плазменного тока 5 (см. рис. 6, б) регистрировал плазменные токи  $I_p^n$  с  $n$  проводящих слоев. Регистрировались также напряжение на диоде  $U_d$ , ток диода  $I_d$ , полные токи в начале  $I_{n1}$  и в конце  $I_{n2}$  камеры. Приемник плазменного тока в эксперименте использовался в варианте, когда  $R1 = 0$  и проводящий слой 3 (см. рис. 5) имел электрический контакт с камерой дрейфа.

\* Проверка надежности работы коллекторов проводилась для различных режимов транспортировки пучка. Она заключалась в сравнении величин суммарного заряда, переносимого пучком на графитовую мишень, полученных двумя способами. В первом случае заряд определялся интегрированием по времени осциллограммы тока мишени  $I_b$ . Во втором исходными данными являлась совокупность потенциалов  $U_i$  на коллекторах. Суммарный заряд  $q_\Sigma$  в этом случае определялся

$$q_\Sigma = \frac{C_1 a^2}{d^2} \left[ U_i + 8 \sum_{i=2}^{20} i-1 U_i \right], \quad \text{где } C_1 —$$

величина измерительной емкости;  $a$  — расстояние между соседними коллекторами;  $d$  — диаметр коллектора;  $i$  — номер коллектора;  $U_i$  — потенциал на  $i$ -м коллекторе в вольтах. Разница в полученных двумя способами величинах суммарного заряда не превышала 10 %.

Используя описанную методику, удалось непосредственно измерить плазменные токи и получить их пространственно-временные характеристики.

На рис. 7, а для иллюстрации приведены характерные осциллограммы  $U_d$ ,  $I_d$ ,  $I_{n1}$ ,  $I_{n2}$ ,  $I_b$  и плазменные токи с  $I_p^1—I_p^3$  с трех секций 1—3 (см. рис. 5, с). На рис. 7, б сравниваются экспериментально-полученная осциллограмма  $I_p$  с расчетной  $I_b - I_p$  (пунктирная линия). Там же приведены осциллограммы  $I_b$  и  $I_{n2}$ . Неполное совпадение  $I_p(t)$  и  $(I_b - I_p) = f(t)$  объясняется различием в апертурах приемных устройств и диаметре камеры.

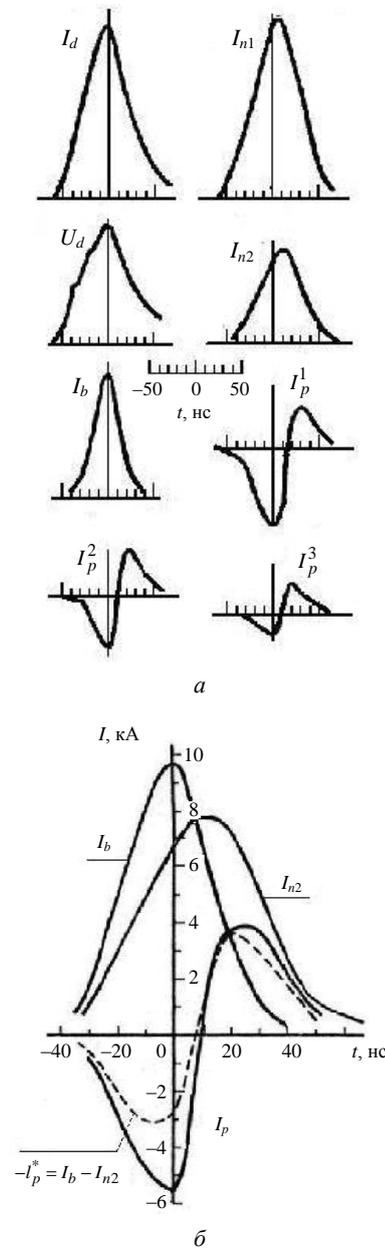


Рис. 7. Осциллограммы:

а — напряжения на диоде  $U_d$ , тока диода  $I_d$ , полных токов на входе  $I_{n1}$  и выходе  $I_{n2}$  дрейфовой камеры, тока пучка  $I_b$  и плазменных токов с  $I_p^1—I_p^3$  с секций 1—3;  
б — тока пучка  $I_b(t)$ , полного тока  $I_{n2}(t)$ , плазменного тока  $I_p(t)$  и разности токов  $I_b - I_p$

Первые непосредственные измерения плазменных токов были проведены с помощью перегородки-коллектора плазменного тока (см. рис. 6, а). Как и следовало ожидать, при нарастании полного тока плазменный ток направлен противоположно пучковому. Момент реверсирования плазменного тока совпадал с максимумом полного тока и после этого момента плазменный ток по направлению совпадал с пучком. На рис. 8 даны зависимости амплитудного значения обратного плазменного тока  $I_p^r$  (а) (т. е. плазменного тока, протекающего в стадии нарастания полного тока) и соответствующего значения полного тока  $I_n$  (б) на входе камеры от давления в присутствии внешнего магнитного поля  $B_0 = 2,4$  кГс.

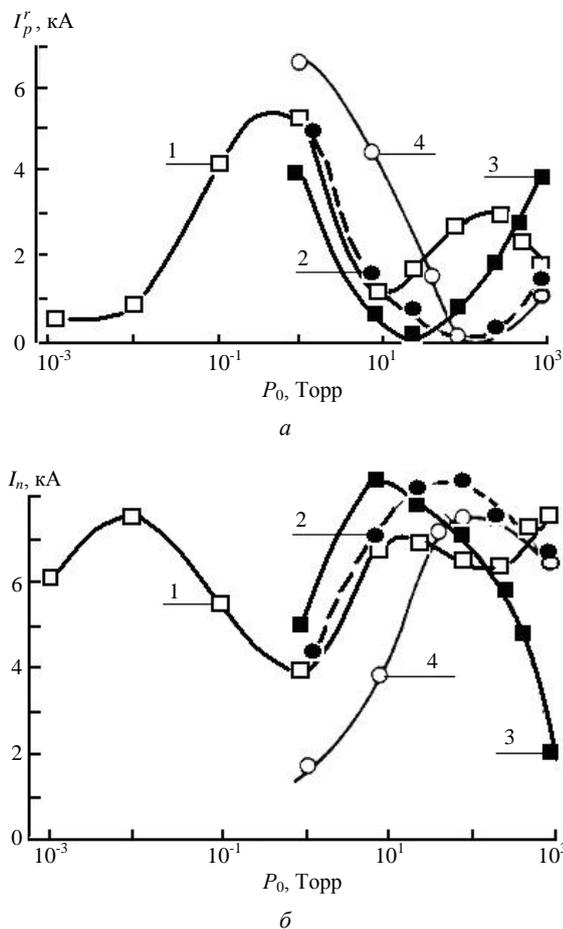


Рис. 8. Зависимость обратного плазменного тока  $I_p^r$  (а) и полного тока  $I_n$  (б) в начале камеры от давления: 1 — воздух; 2 — смесь; 3 — SF<sub>6</sub>; 4 — He

Как видно из приведенных кривых, сумма плазменного и полного токов равна току пучка и  $I_p^r + I_n = I_b \approx \text{const}$ . Первый максимум в кривой  $I_p^r$  для воздуха связывается с лавинной ионизацией (коэффициент Таунсенда максимален при  $P_0 = 1—3$  Торр). Плазменный ток  $I_p \sim n_e u_{dr}$  в интервале

давлений 10—200 Торр пропорционален  $P_0^{1/2}$ \*. При  $P_0 > 200$  Торр  $I_p \sim P_0^{-1/2}$ \*\*. С этим связано появление второго максимума в кривой  $I_p^r$ .

Аналогичные зависимости для плазменного и полного токов были получены и в отсутствие внешнего магнитного поля [2]. Типичные осциллограммы плазменного тока, измеренные дифференциальным приемником плазменного тока на различных расстояниях от оси камеры для аргона, воздуха и азота, даны на рис. 9.

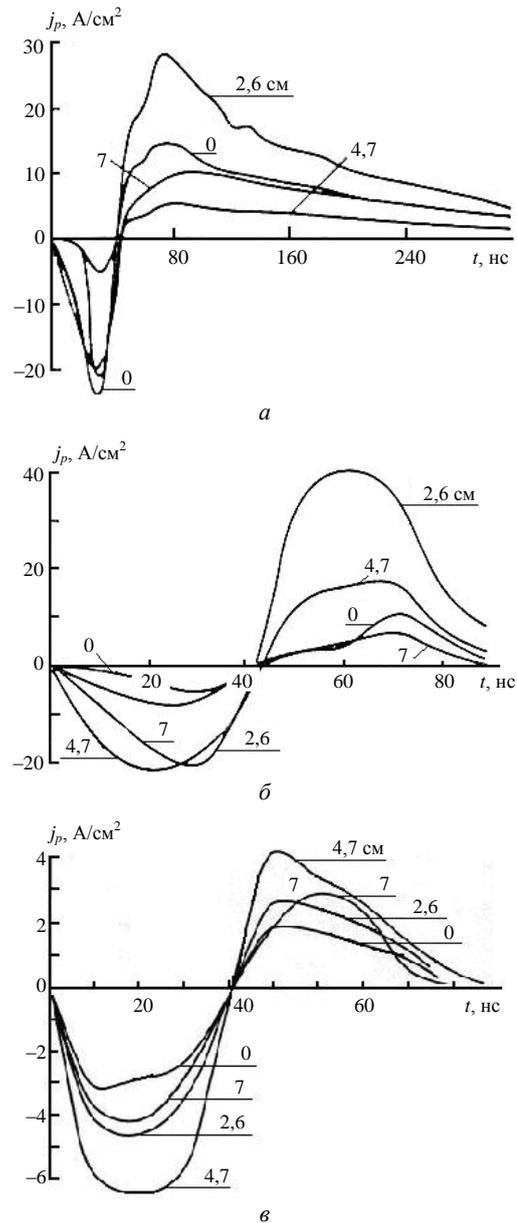


Рис. 9. Осциллограммы плазменного тока на различных расстояниях от оси камеры для: аргона (а); воздуха (б); азота (в)

\* Концентрация плазменных электронов  $n_e$  пропорциональна давлению газа, а скорость дрейфа плазменных электронов  $u_{dr} \sim \sqrt{E/P_0}$  ( $E$  — напряженность электрического поля в плазме). Следовательно  $I_p \sim P_0^{1/2}$ .

\*\* В этом диапазоне давлений  $n \sim P_0^{1/2}$  и  $u_{dr} \sim E/P_0$ .

Аппроксимируя спад полного тока зависимостью  $\sim \exp(-t/\tau_{fall})$ , можно оценить постоянную времени спада  $\tau_{fall}$  [3]. На рис. 10 представлены зависимости постоянной времени спада от давления  $\tau_{fall}(P)$  для разных газов (1 — воздух; 2 — He; 3 — смесь He: SF<sub>6</sub>: H<sub>2</sub>; 4 — SF<sub>6</sub>) при  $B = 2,4$  кГс (а) и  $B = 0$  (б).

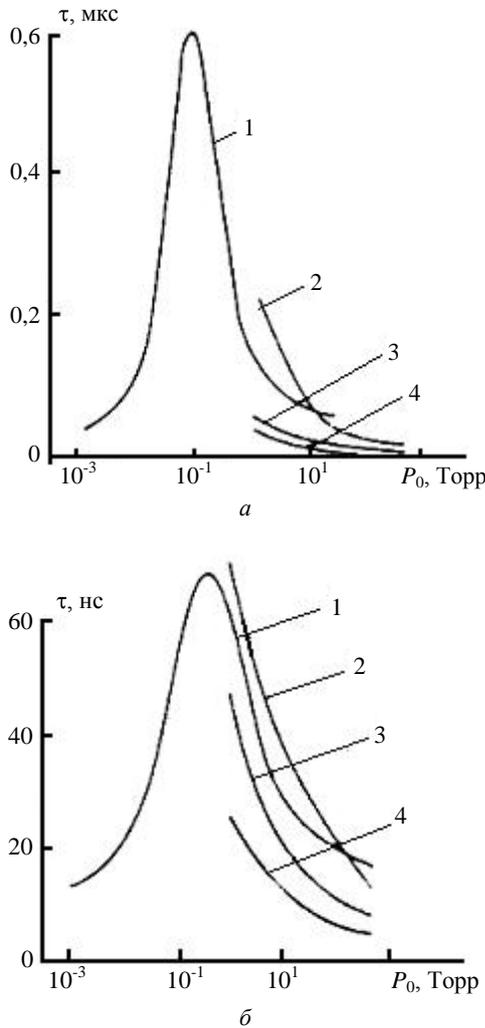


Рис. 10. Зависимости постоянной времени спада от давления  $\tau_{fall}(P)$  при  $B = 2,4$  кГс (а) и  $B = 0$  (б): 1 — воздух; 2 — He; 3 — смесь He: SF<sub>6</sub>: H<sub>2</sub>; 4 — SF<sub>6</sub>

Спад импульса плазменного тока\* определяется временем диффузии магнитного поля в плазме  $\tau_d \sim \sigma$  ( $\sigma$  — проводимость плазмы) и временем рекомбинации плазмы  $\tau_p$  [11]:  $j_p t = j_p^0 \exp \times \left\{ - \left[ t - \tau_b + \frac{t - \tau_b^2}{2\tau_p} \right] \frac{1}{\tau_d} \right\}$ , где  $j_p^0$  — плотность плазменного тока к окончанию импульса пучка,

\* Из определения плазменного тока очевидно, что после окончания импульса пучка прямой (т. е. направленный по пучку) плазменный ток тождественно равен полному току:  $I_p \equiv I_r$ .

т. е. когда  $t = \tau_b$ . При  $t - \tau_b \ll \tau_p$  вторым членом можно пренебречь, затухание тока определяется сопротивлением плазмы, и по спаду плазменного (или полного) тока можно определить проводимость плазмы. В пучковой плазме аргона плазменный ток спадает по закону  $\exp(-t/\tau_d)$ , где  $\tau_d \approx 120$  нс, что соответствует проводимости плазмы порядка  $1 (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ .

Аргон как важный компонент рабочей смеси эксимерного лазера привлек к себе внимание и оказался интересным объектом исследования. В экспериментах [11, 12] были отмечены более высокие концентрации пучковой плазмы в аргоне по сравнению с другими газами (и с теоретическими оценками [13]). В отличие от указанных работ, где были получены интегральные значения плотности плазмы, представляло интерес изучение динамики пространственного распределения плазменного тока и концентрации пучковой плазмы аргона.

Исследования пространственно-временных характеристик газов, электронного пучка и плазменного тока проводили на установке, представленной на рис. 11.

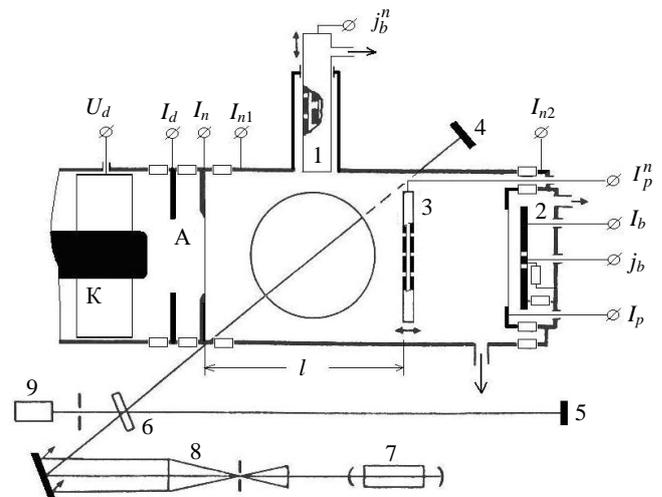


Рис. 11. Схема экспериментов по исследованию пространственно-временных характеристик газа, пучка и плазменного тока:

- 1 — выдвигной откачиваемый секционированный приемник пучка; 2 — торцевой откачиваемый секционированный приемник пучка; 3 — подвижной секционированный приемник плазменного тока; 4—6 — интерферометр Майкельсона; 7 — рубиновый лазер; 8 — телескопическая система; 9 — фоторегистратор СФР-9

Пучок электронов (1—1,3 МэВ, 6—8 кА, 40—60 нс) с ускорителя "Терек-1Р" инжектировался в дрейфовую камеру, заполненную газом (в данном случае аргон, при давлении  $P_0 = 1—750$  Торр). Измерения плотности газа и плазмы проводили с помощью интерферометра Майкельсона в режиме щелевой развертки [14]. Размер регистрируемо-

го поля по вертикали 150 мм. Время разрешения  $\approx 30$  нс. Чувствительность для электронов  $N_e^{\min} \approx 3 \cdot 10^{16}/L \text{ см}^{-3}$  и для молекул  $N_m^{\min} \approx 3 \cdot 10^{17}/L \text{ см}^{-3}$  ( $L \approx 10$  см — характерный размер неоднородности). Радиальное распределение плотности тока пучка  $I_b^n$  в плоскости оптических измерений (на расстоянии  $l = 15$  см от анодной фольги) определялось выдвигаемым откачиваемым секционированным приемником. Плазменные токи  $I_p^n$  ( $n = 1-9$ ) регистрировались перемещающимся вдоль камеры приемником плазменного тока. Регистрировались напряжение  $U_d$  и ток  $I_d$  в диоде, полные токи перед  $I_n$ , в начале  $I_{n1}$  и в конце  $I_{n2}$  ( $l = 60$  см) камеры дрейфа, ток пучка  $I_b$ , плотность тока пучка на оси  $j_b$  и плазменный ток  $I_p$  на выходе камеры торцевым откачиваемым приемником.

Интерферометр Майкельсона образован зеркалами 4, 5 и клином 6. Рубиновый лазер работал в режиме свободной генерации. Телескопическая система позволяла получить световой луч в исследуемой области диаметром 150 мм. Интерферен-

ционную картину регистрировали скоростным фоторегистратором СФР-9 в режиме щелевой развертки с временем разрешения  $\approx 30$  нс. Рис. 12 иллюстрирует распределения плотности тока пучка  $j_b(r)$  (а) в сечении оптических измерений, плотности плазменного тока  $j_p(r)$  (б) и плотности плазмы (концентрации электронов)  $N_e(r)$  (в) в различные моменты времени. Давление аргона  $P_0 \approx 400$  Торр.

В экспериментах с аргоном [15] при оптических измерениях наряду с медленными сдвигами интерференционных полос, обусловленными изменением плотности аргона, были видны быстрые, за времена порядка длительности импульса пучка, смещения полос. Наблюдаемый эффект был обусловлен суммарным вкладом в изменение показателя преломления электронов и возбужденных атомов (молекул) и различить их вклад в наблюдаемую картину не представлялось возможным. Примем, что изменение показателя преломления обусловлено электронами с плотностью  $n_e$ . На рис. 13 приведена временная зависимость  $n_e$  на оси плазменного канала (пучка) при  $P_0 \approx 400$  Торр на расстоянии  $l = 15$  см от анодной фольги.

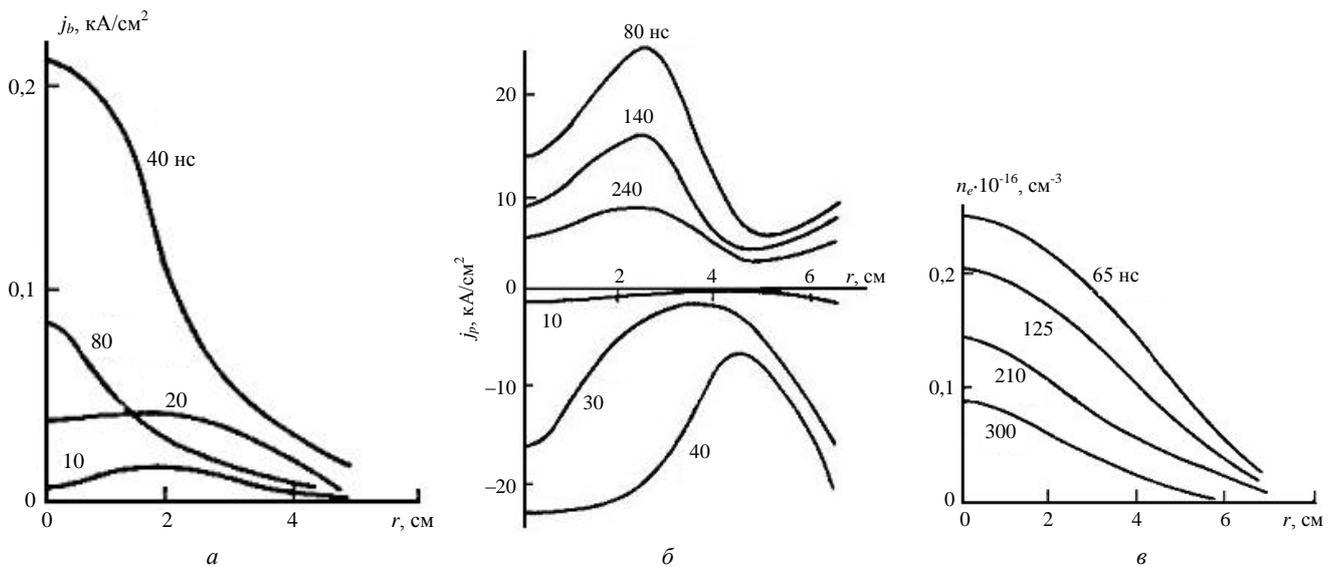


Рис. 12. Радиальные распределения в различные моменты времени:

а — плотности тока пучка  $j_b$ ; б — плотности плазменного тока  $j_p$ ; в — концентрации электронов  $n_e$ .  
Аргон.  $P_0 = 400$  Торр,  $l = 15$  см

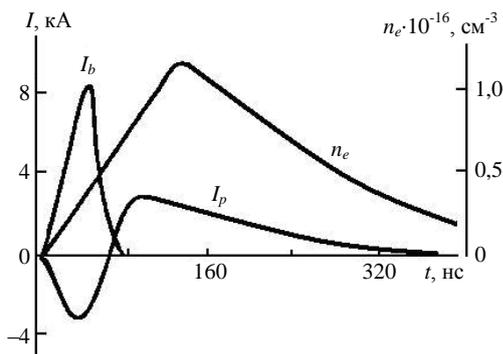


Рис. 13. Ток пучка  $I_b$ , плазменный ток  $I_p$  и концентрация электронов  $n_e$  на оси в зависимости от времени

Там же, для сравнения, приведены осциллограммы тока пучка  $I_b$  и плазменного тока  $I_p$ . Величина  $n_e$  нарастает по линейному закону в течение времени  $t_{gr}$ , а после достижения максимальной величины  $n_e^{\max}$  экспоненциально спадает с характерным временем  $\tau_c$ . Аналогичные зависимости получены при давлениях 175, 500 и 760 Торр. При  $P_0 < 100$  Торр концентрация образующейся плазмы была меньше чувствительности интерферометра и не регистрировалась.

В табл. 2 в зависимости от давления аргона представлены максимальная плотность плазмы  $n_e^{\max}$ , время нарастания  $t_{gr}$  концентрации электронов, характерное время спада  $\tau_{fall}$  и отношение радиусов плазмы и пучка  $r_p/r_b$  на полувысоте распределения.

Таблица 2

$P_0$ , Торр	$n_e^{\max} \cdot 10^{-16}$ , $\text{см}^{-3}$	$t_{gr}$ , нс	$\tau_{fall}$ , нс	$r_p/r_b$
175	0,5	210	360	1,2
400	1,2	150	170	1,3
500	1,5	165	280	1,6
760	2,2	65	120	2,0

Основные результаты экспериментов по исследованию взаимодействия электронного пучка с аргоном следующие.

1. Зарегистрирована аномально высокая концентрация электронов. Максимальное значение плотности достигало значения  $2,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-3}$  при  $P_0 \approx 750$  Торр.

2. Радиус плазменного канала больше радиуса пучка. Распределение плотности плазменного тока отличается как от  $j_b(r)$ , так и от  $n_e(r)$ . Интересны рост  $j_p$  на периферии пучка и появление минимума у кривой  $j_p(r)$  в области  $r = 0$  для прямого плазменного тока.

3. Время наработки плазмы  $t_{gr}$  в исследуемом диапазоне давлений больше длительности импульса пучка  $\tau_b$ . Концентрация плазмы продолжает расти и после окончания импульса тока пучка. Отношение  $t_{gr}/\tau_b$  зависит от давления и меняется от 3 до 1,2 при увеличении давления от 175 до 750 Торр.

4. Характерное время спада концентрации плазмы с увеличением давления уменьшается от 300—400 до 80—120 нс в диапазоне давлений 175—750 Торр. Соответствующее время спада плазменного тока примерно в два раза меньше.

В экспериментах по двухдлинноволновой интерферометрии пучковой плазмы аргона при давлениях, близких к атмосферному, авторы [16] пришли к выводу, что измерения проводились в области нормальной дисперсии, и основной вклад

в изменение показателя преломления обусловлен свободными электронами. По результатам работ [15, 16] построены зависимости концентрации  $n_e$  и характерного времени спада  $\tau_{ball}$  аргоновой плазмы от давления (см. [16] рис. 40. Штриховая линия — полученные результаты).

Достаточно хорошее совпадение кривых на рис. 14 позволяет предположить, что и в работе [15] вклад электронов в изменение показателя преломления является преобладающим.

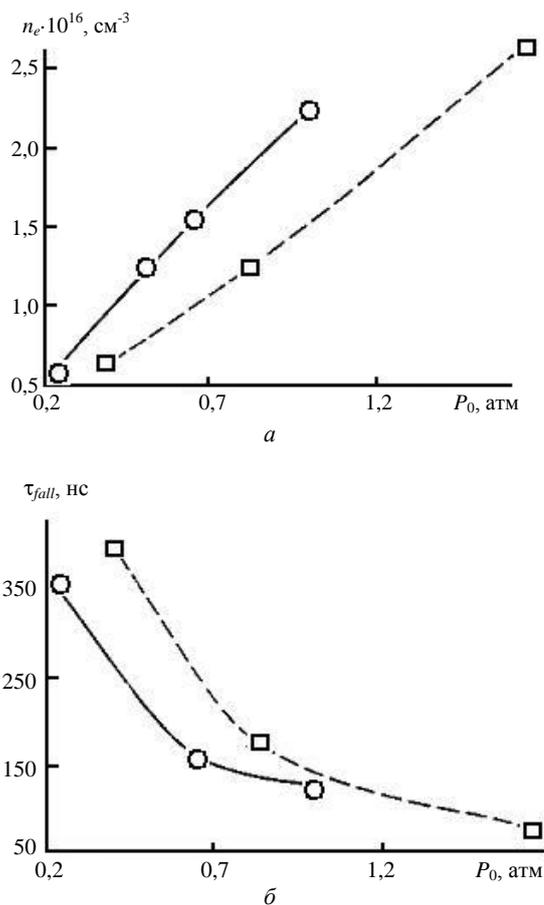


Рис. 14. Зависимости концентрации  $n_e$  (а) и характерного времени спада  $\tau_{fall}$  (б) аргоновой плазмы от давления:

— построена по результатам работы [15];  
 - - - - по результатам работы [16]

Плотность и температура являются важными характеристиками плазмы, генерируемой РЭП при взаимодействии с газами. Измерения плотности плазмы при низких давлениях проводили методом лазерного рассеяния. В области давлений  $P_0 \approx 1$  Торр аргона измеренная плотность плазмы составляла величину порядка  $(5-6) \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация аргоновой плазмы при  $P_0 \approx 300$  Торр порядка  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Температура плазмы была измерена при давлении  $P_0 \approx 1$  Торр и составляла  $T_e \approx 1$  эВ.

Полученные результаты представлялись достаточно нетривиальными. Оценки концентрации электронов плазмы, полученной в результате ио-

низационных потерь пучка, дают значения на порядок меньше измеренных. Даже в случае отсутствия рекомбинационных потерь электронов ионизационные потери пучка в газе недостаточны для создания плазмы с такой концентрацией. Для качественного объяснения наблюдаемых аномалий были привлечены два механизма: передача энергии пучка в результате коллективного взаимодействия РЭП с пучковой плазмой и влияние параметров плазмы на плазмохимические реакции. Кроме того, была отмечена существенная роль индуцированных полным током электрических полей, существующих и после окончания импульса пучка [17, 18].

### 3. Проводимость пучковой плазмы

Важной характеристикой генерированной пучком плазмы является ее проводимость  $\sigma$ . С проводимостью плазмы связаны такие важные процессы, как резистивные неустойчивости и омический нагрев. Проводимость плазмы можно определить по времени затухания индуцированного плазменного тока [2, 19, 20]. Простота процедуры определения  $\sigma$  омрачается ее недостатками: определяется усредненная по сечению проводимость и только тогда, когда время спада полного тока больше времени спада тока пучка. Метод определения проводимости созданием поддерживаемого внешним источником постоянного напряжения дополнительного токового канала между двумя внесенными в плазму электродами [21, 22] не зависит от кинетики процессов в плазме. Однако процессы в плазме могут зависеть от этого способа измерения проводимости. Можно оценить проводимость из соотношения  $\sigma = ne^2/mv$ , измеряя концентрацию электронов  $n$  и частоту столкновений  $v$ .

Пространственно-временные характеристики проводимости можно восстановить по измеренным распределениям плотности плазменного  $j_p(r, t)$  и  $j_b(r, t)$  токов [17, 23].

Предлагаемый метод применим для осесимметричного нейтрализованного пучка, т. е. плазменный ток параксиален и создается только индуцированным вихревым электрическим полем. Второе условие достаточно хорошо выполняется после прохождения фронтом пучка камеры дрейфа. Предположение о параксиальности, как показывают исследования [14], также является достаточно хорошим приближением.

Схема вычисления распределения проводимости пучковой плазмы приведена на рис. 15. Для нейтрализованного осесимметричного пучка имеем

$$\sigma(r, t) \approx \frac{c^2}{4\pi} j_p \left[ \int_r^R d\rho \frac{1}{\rho_0} \int \partial\rho' \rho' \frac{j_p + j_b}{\partial t} \right]^{-1}.$$

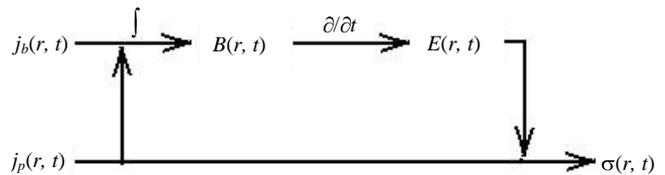


Рис. 15. Схема расчета проводимости пучковой плазмы

Таким способом исследовалась динамика распределения по радиусу (и по длине) проводимости пучковой плазмы аргона, воздуха, азота и различных смесей газов. На рис. 16 представлены экспериментально полученные  $j_p(r)$ ,  $j_b(r)$  и восстановленные согласно приведенной зависимости распределения  $\sigma(r)$  для аргона ( $P_0 = 415$  Торр,  $l = 15$  см) и воздуха ( $P_0 = 175$  Торр,  $l = 15$  см). Параметры пучка  $E_b = 1,4$  МэВ,  $I_b = 10$  кА,  $\tau_b = 60$  нс.

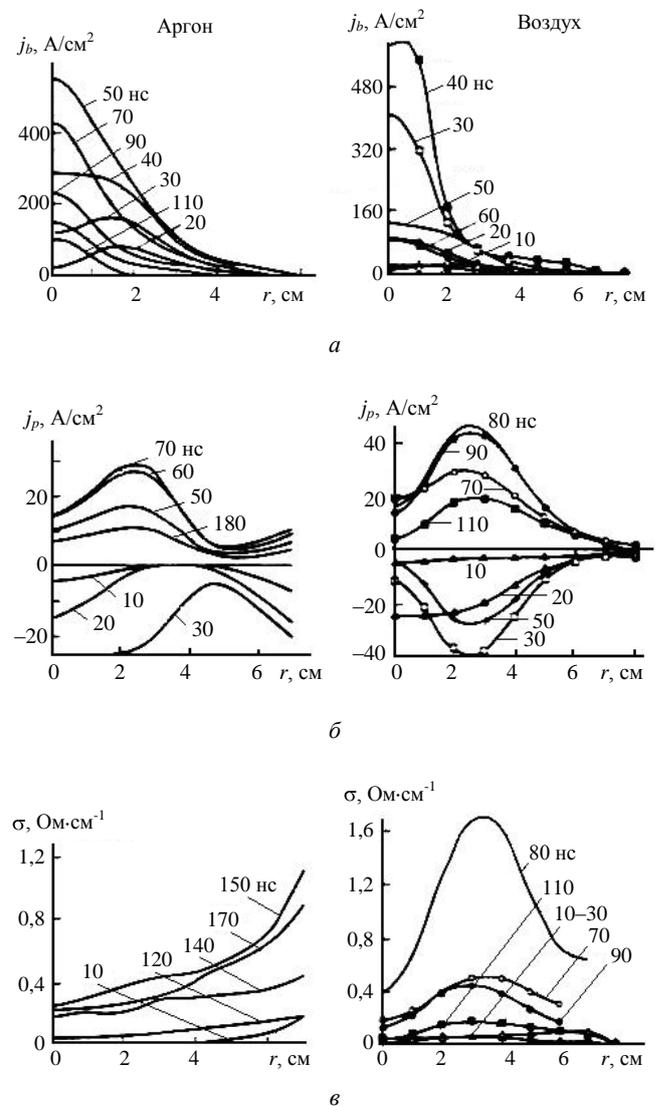


Рис. 16. Распределение по радиусу плотности тока пучка  $j_b(r)$  (а), плотности плазменного тока  $j_p(r)$  (б) и проводимости плазмы  $\sigma(r)$  (в) в разные моменты времени

Как видно, распределения проводимости в аргоне и воздухе существенно отличаются друг от друга. Проводимость плазменного канала в аргоне растет к стенкам камеры, в то время как в воздухе максимум проводимости находится в области периферии пучка, на расстоянии 3—4 см от оси.

Индукированный в аргонной плазме ток затухает по экспоненциальному закону  $\exp[-t - \tau_b / \tau_{fall}]$ .

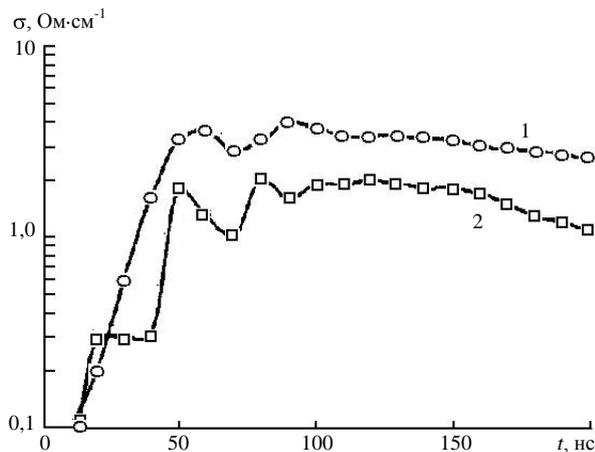
Экспоненциальный характер затухания плазменного тока после окончания импульса пучка свидетельствует о постоянстве проводимости плазмы, что достаточно хорошо подтверждается зависимостью восстановленной по экспериментальным значениям  $j_p(r)$  и  $j_b(r)$  проводимости плазмы от времени (рис. 17, а) как при давлении  $P_0 = 300$  Торр, так и при  $P_0 = 600$  Торр.

На рис. 17, б представлены зависимости от давления проводимости  $\sigma$  плазмы аргона на оси камеры на расстоянии 15 см от анодной фольги: кривая 1 получена по экспериментально определенному времени затухания индуцированного плазменного тока; кривая 2 — по экспериментально измеренным распределениям пучка и плазменного тока

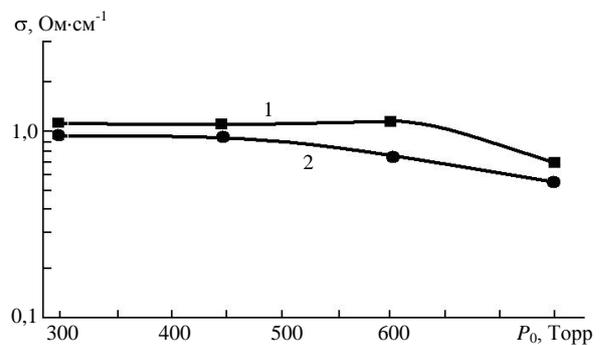
для момента времени  $t = 150$  нс. Кривые находятся в хорошем согласии друг с другом.

Динамика проводимости аргонной плазмы анализировалась в модели, описывающей поведение пространственно-временных характеристик концентраций компонент, температуры электронов плазмы, плазменного тока и проводимости плазмы с учетом нагрева электронов индуцированным электрическим полем, а также без учета влияния поля [24]. На рис. 18 представлены результаты расчета концентрации и температуры электронов и проводимости плазмы на оси камеры, которые показали, что после окончания импульса тока пучка длительное время существует плазменный ток. Для иллюстрации приведена осциллограмма импульса тока ( $I_b = 6$  кА) (см. рис. 18, б).

Напряженность индуцированного электрического поля в интервале 100—200 нс изменяется в пределах 90—50 В/см. Нагрев электрическим полем приводит к изменению температуры плазмы на 10—15 % после окончания тока пучка, при этом концентрация электронов плазмы и ее проводимость достигают своего максимума после окончания тока пучка.



а



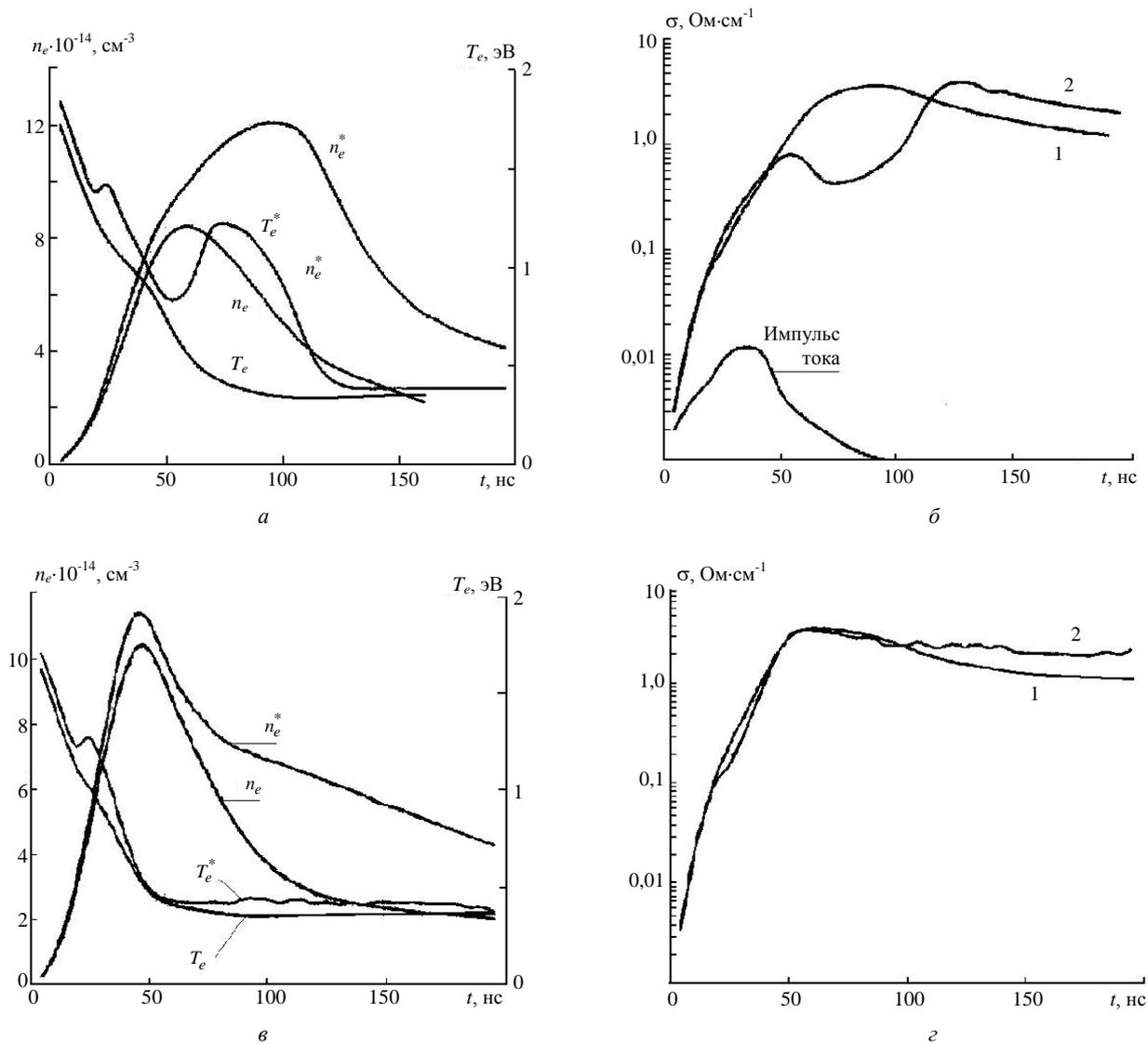
б

Рис. 17. Зависимость проводимости аргонной плазмы:

а — от времени: 1 —  $P_0 = 300$  Торр; 2 —  $P_0 = 600$  Торр; б — от давления:

$$1 \text{ — реконструкция по формуле } j_p(t) = j_p^0 \exp \left\{ - \left[ t - \tau_b + \frac{t - \tau_b^2}{2\tau_p} \right] \frac{1}{\tau_d} \right\};$$

$$2 \text{ — реконструкция по формуле } \sigma(r, t) \approx \frac{c^2}{4\pi} j_p \left[ \int_r^R d\rho \frac{1}{\rho} \int_{\rho_0}^{\rho} \partial \rho' \frac{j_p + j_b}{\partial t} \right]^{-1}$$



**Рис. 18. Зависимость:**  
 а — концентрации и температуры электронов плазмы от времени; б — проводимости плазмы от времени.  
 Давление аргона: а, б —  $P_0 = 300$  Торр; в, г —  $P_0 = 600$  Торр;  $n_e, T_e$  и 1 без учета влияния нагрева электронов плазмы  
 плазменным током;  $n_e^*, T_e^*$  и 2 — с учетом влияния нагрева

**4. Усиление полного тока в пучковой плазме**

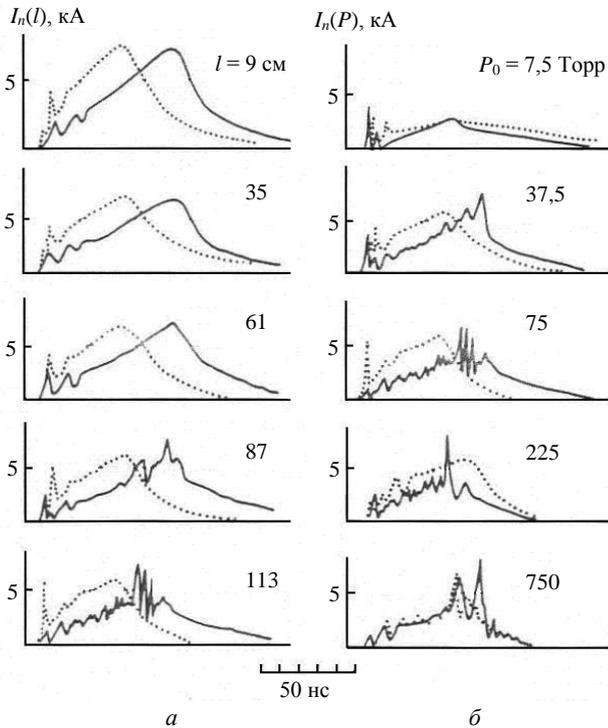
С особенностями протекания плазменного тока связано явление усиления полного тока, т.е. когда плазменный и пучковый токи имеют одинаковое направление и сумма их превышает инжектируемый ток пучка. Явление это, преимущественно при давлениях  $\leq 1$  Торр, наблюдали многие исследователи.

В работе [25] наблюдалось двухкратное усиление тока пучка, распространяющегося в азоте при давлении  $P_0 \approx 0,1$  Торр. Эффект исчезал уже при давлении  $P_0 \geq 0,2$  Торр. Усиление тока, происходящее на фронте импульса в течение времени, равного времени нейтрализации пространственного заряда пучка, авторы объясняли дрейфом плазменных электронов в скрещенных магнитном и электрическом полях некомпенсированного пучка.

В работе [26] наблюдали усиление тока, причину которого авторы связывают с движением плазменных электронов в вихревых полях пучково-плазменной неустойчивости. Подробное исследование эффекта было проведено в работе [27], где наблюдалось усиление полного тока при инъекции пучков с различными параметрами в различные газы при давлениях 0,1—1 Торр, во внешнем магнитном поле и без поля и т. п. Во всех случаях, по утверждению авторов, причиной усиления тока была двухпотоковая неустойчивость.

На установке "Терек-1Р" явление усиления полного тока исследовалось для различных газов (He, SF<sub>6</sub>, воздух, смесь SF<sub>6</sub>: He : H<sub>2</sub>) в широком диапазоне давлений, вплоть до атмосферного, когда ни одна из причин усиления тока, рассматриваемых в [25—27], не может играть существенной роли. Эксперименты проводили как в магнитном

поле  $B_0 \approx 2,4$  кГс, так и в его отсутствие [28]. Параметры пучка: энергия электронов 1 МэВ, ток пучка 7 кА и длительность импульса 60 нс. Рис. 19, а демонстрирует осциллограммы полного тока  $I_n$ .



**Рис. 19. Осциллограммы полного тока:**  
 а — на различных расстояниях от анодной фольги при инъекции пучка в He.  $P_0 \approx 75$  Торр; б — в зависимости от давления на расстоянии 113 см, — —  $B_0 \approx 0$ ; - - - -  $B_0 \approx 2,4$  кГс

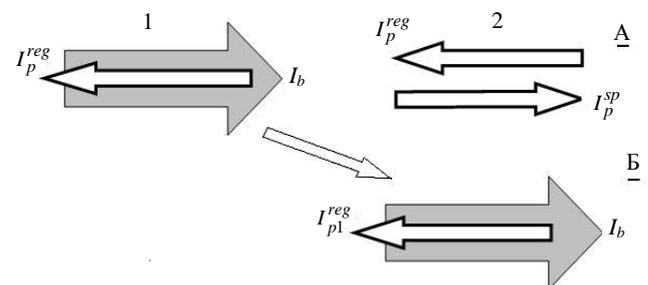
В начале инъекции пучка на фронте импульса общего тока наблюдались выбросы с амплитудой, в несколько раз превосходящей ток пучка для соответствующих моментов времени. Эффект имел место при давлениях от единиц до сотен Торр (исчезая при давлениях, близких к атмосферному), на всех расстояниях и усиливался при наличии внешнего магнитного поля. Длительность выбросов соответствовала времени нейтрализации пространственного заряда пучка [29], что позволило предположить ответственным за эффект усиления общего тока на фронте пучка тот же механизм, что и описанный в работе [25] (дрейф плазменных электронов в скрещенных магнитном поле и поле пространственного заряда некомпенсированного головной части пучка).

Начиная с давления в десятки Торр, на расстоянии  $\geq 1$  м на импульсе полного тока появлялась специфическая колебательная структура с нарастающей к концу импульса амплитудой. Кроме гелия, эффект проявлялся и в других газах, хотя в них он выражен не так явно. Внешнее магнитное

поле подавляло этот эффект (вплоть до давлений, близких к атмосферному). Только в гелии при  $P_0 \approx 750$  Торр эффект заметен и при наличии внешнего магнитного поля. Эффект (усиливающийся с расстоянием и давлением) наиболее сильно проявлялся в гелии, в котором амплитуда колеблющегося полного тока в 1,5 раза превышала амплитуду инжектируемого тока пучка.

Рассмотрим упрощенную картину возникновения явления усиления полного тока при шланговой неустойчивости (рис. 20). Предположим, что в дрейфовой камере распространяется полностью компенсированный по пространственному заряду и по току пучок (т. е.  $f_e = f_m = 1$ , ситуация 1). Очевидно, что при этом  $I_p = I_p^{reg}$  и  $I_n = 0$ . Предположим, что по каким то причинам пучок из области А сместился в область Б. В области А при уходе пучка индуцируется направленный по пучку плазменный ток  $I_p^{sp}$ , а в области Б — направленный против пучка плазменный ток  $I_{p1}^{reg}$ . Итак, в ситуации 2 имеем токи  $I_b$ ,  $I_{p1}^{reg}$ ,  $I_p^{sp}$ ,  $I_p^{reg}$ . Величина и динамика этих токов зависят от ряда факторов, в частности, от проводимости плазмы и скорости смещения пучка из положения А в положение Б. Соотношение этих токов определяет характер протекающих процессов:

1.  $I_1 = I_b - I_{p1}^{reg} > 0$ ,  $I_2 = I_p^{sp} - I_p^{reg} < 0$ . Токи  $I_1$  и  $I_2$  направлены противоположно и расталкиваются (апериодическая шланговая неустойчивость).
2.  $I_1 = I_b - I_{p1}^{reg} > 0$ ,  $I_2 = I_p^{sp} - I_{p1}^{reg} > 0$ . Токи  $I_1$  и  $I_2$  направлены в одну сторону и притягиваются (колебательный режим).



**Рис. 20. Усиление полного тока при шланговой неустойчивости**

В случае, когда  $I_p = I_p^{sp} - I_p^{reg} - I_{p1}^{reg} > 0$ , полный ток  $I_n = I_b + I_p > I_b$ , т. е. по камере течет полный ток, превышающий пучковый, имеем усиление полного тока. Рассмотрим гипотетическую ситуацию, когда  $I_p^{reg} = I_{p1}^{reg} = 0$ , а  $I_p^{sp} = I_b$ . В та-

ком случае  $I_n = 2I_b$ , имеем максимальное усиление полного тока.

Для корректного выявления эффекта усиления полного тока и определения степени (коэффициента) усиления  $\mu = I_n/I_b$  регистрацию токов необходимо проводить в одной плоскости, причем коллектор пучка должен фиксировать весь (и только) пучковый ток, а токовый шунт — попадающий на коллектор пучковый ток и плазменный ток в той же плоскости. В противном случае возможны ошибки с идентификацией эффекта или с определением  $\mu$ . На рис. 21 схематически представлена ситуация с такой методической ошибкой. Хотя усиления тока нет, отношение измеренного токовым шунтом ТШ полного тока к регистрируемому коллектором К пучковому току  $\mu^* = I_n/I_b^*$  может быть от 1 до  $\infty$ .

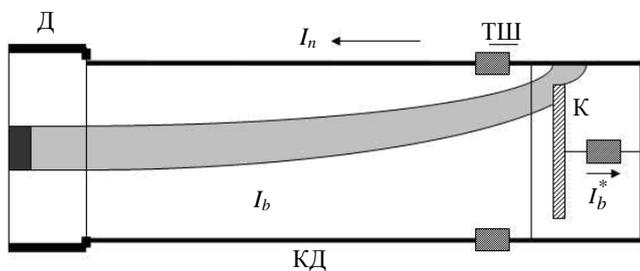


Рис. 21. Методическая ошибка при определении коэффициента усиления полного тока

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

**Л и т е р а т у р а**

1. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. — М.: Атомиздат, 1980.
2. Arutyunyan S. G., Bogdankevich O. V., Bondar Iu. F. et al.// Plasma Physics. 1983. V. 25. № 1. P. 11—24.
3. Мхеидзе Г. П., Савин А. А., Сорокин Г. А.// ЖТФ. 1985. Т. 55. № 7. С. 1465.
4. Сотин П. И., Сорокин Г. А.// Элементарные процессы в химически реагирующих средах. — М.: МФТИ. 1983. С. 9.
5. Демур А. В., Недосеев Г. Л., Русанов В. Д. и др.// Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 23. С. 1431.
6. Greenspan M. A., Juhala R. E.// J. Appl. Phys. 1985. V. 57. № 1. P. 67—77.

7. Воропаев С. Г., Князев Б. А., Ларионов А. В. и др.// Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 3. С. 307.
8. Незлин М. В.//ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 36.
9. Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Ермаков А. А. и др.// ПТЭ. 1987. № 6. С. 139.
10. 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. № 6. С. 1192.
11. Rizzo J. E.// J. Appl. Phys. 1970. V. 41. № 12. P. 4941.
12. Заворотный С. И., Карпов О. В., Музалевский В. Е. и др.// ЖТФ. 1983. Т. 53. № 8. С. 1466/ Заворотный С. И., Карпов О. В., Музалевский В. Е. и др.: 4-я Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы: Тез. докл. Т. 1. Л., 1983. С. 288.
13. Бычков В. Л., Елецкий А. В. Химия плазмы. Вып.12. — М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 119.
14. Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Грудницкий В. Г. и др.// ЖТФ. 1988. Т. 58. № 5. С. 884.
15. Bondar Yu. F., Gomanko A. A., Korolev A. A. et al.// Proceedings of the 7 th International Conference on High-Power Particle Beams. — Karlsruhe, Germany. July 4—8. 1988. V. II. P. 939.
16. Алехин В. В., Боровков В. В., Воронин В. В. и др.// ЖТФ. 1990. Т. 60. № 4. С. 176.
17. 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 плазмы/ Под ред. Фортова. — М.: Наука, 2000. Кн. 4. С. 108—126.
18. Гочелашвили К. С., Климов В. И., Прохоров А. М.// Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 12. С. 1508.
19. Lee R., Sudan R. N.// Phys. Fluids. 1971. V. 27. № 26. P. 1765.
20. Kiutti G. F., Adler R. I., Richter-Sand R. I., Roderick N. F.// Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. № 15. P. 1668.
21. Андреев С. И., Бычков В. Л., Гордеева О. А., Клепандо И. Л.// Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 9. С. 1134.
22. Кондратьев Н. А., Котляревский Г. И., Сметанин В. И.// Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 11. С. 81.
23. Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Карпинский Л. и др.// Краткие сообщения по физике ФИАН. 1989. № 6. С. 34.
24. Klimov V. I., Mkhaidze G. P., Savin A. A.// Physics letters A. 1993. V. 173. № 6. P. 465.
25. Wachtel J. M., Safran S.// Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. № 3. P. 95.
26. Гостева Т. С., Дубовой Л. В., Заболоцкая Г. Р. и др.// Физика плазмы. 1977. Т. 3. № 6. С. 1261.
27. Briggs R. J., Clark J. C. et al.// Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Conf. High Power Electron Beam Reaserch. Ithaca. 1977. V. 1. № 4. P. 319.
28. Ипатов А. Л., Мхеидзе Г. П., Савин А. А.// Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. № 11. С. 681.
29. Арутюнян С. Г., Богданкевич О. В., Бондарь Ю. Ф. и др.// Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 2. С. 234.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2007 г.

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

### Part III. Processes in the beam plasma

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 third part describes works on investigation of processes in the beam plasma: charge and current neutralization of a beam, plasma currents generated by induced fields, characteristics of the beam plasma.*

УДК 621.384.6

### Черенковский детектор гамма-излучения для измерения тока сильноточного пучка протонов

В. Н. Пашенцев

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет),  
Москва, Россия

*Рассмотрен детектор для измерения тока импульсных сильноточных ионных пучков ядерным методом с использованием реакции  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(\beta+)^{15}\text{N}$  с порогом последней 278 кэВ. Черенковский детектор дает возможность наблюдать ток ионов во времени, энергия которых выше порога реакции. Чувствительность детектора, состоящего из черенковского радиатора, световода, фотоэлектронного умножителя, составляет 1,1 В/(А·ср).*

#### Введение

Сильноточные ионные пучки нано- и микросекундной длительности с плотностью тока 100—200 А/см<sup>2</sup> и энергией ионов до 1 МэВ применяются для модификации поверхностных свойств металлов [1]. В исследованиях по инерционному термоядерному синтезу получены пучки положительных ионов с током в единицы мегаампер и энергией в пучке в сотни килоджоулей.

Измерение больших импульсных ионных токов электрическим методом, например с помощью цилиндра Фарадея (ЦФ), связано с большими трудностями из-за образования плазмы в коллекторе пучка, вторичной эмиссии электронов, выбиваемых из ЦФ ионным пучком, и наличия в ионном пучке медленных электронов, компенсирующих пространственный заряд пучка. Поэтому электрическим методом ток определяют косвенно, измеряя плотность тока с помощью коллимированного ЦФ, в котором влияние электронов исключают путем расположения на входе ЦФ постоянного магнита с поперечным магнитным полем или путем подачи на коллектор ЦФ отрицательного электрического смещения.

Для повышения надежности измерения электрический метод дублируется ядерным с использованием реакции  $(p, \gamma)$ , в результате которой

испускаются гамма-кванты и образуются позитронно-активные продукты [2]. Пороговый характер реакции исключает помехи, создаваемые электронами и низкоэнергетичными ионами. Регистрация мгновенного гамма-излучения дает возможность наблюдать ток ионов во времени, а измерение позитронной активности — определять интегральное число ионов за импульс, энергия которых выше порога реакции [3].

#### Конструкция детектора

Для диагностики сильноточного пучка ионов водорода на мишени из нитрида бора используется реакция  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(\beta+)^{15}\text{N}$  с порогом реакции 278 кэВ и энергией гамма-квантов 7,55 МэВ [4].

Конструкция детектора гамма-излучения показана на рисунке. Он состоит из мишени, черенковского радиатора и световода, заполненных водой, и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), окруженного свинцовой защитой. Форма световода исключает падение на фотокатод умножителя прямого тормозного излучения и вторичного рассеянного излучения в световоде и защитном экране. При падении ионного пучка на мишень испускаются гамма-кванты, часть из которых попадает на радиатор, заполненный водой. В результате комптоновского рассеяния гамма-квантов в воде обра-