

533.9.01

**ИНЖЕКЦИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМУ И ГАЗ****Г. Валлис, К. Зауэр, Д. Зюндер, С. Е. Росинский,
А. А. Рухадзе, В. Г. Рухлин****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	435
2. Классификация и динамические свойства сильноточных релятивистских электронных пучков	437
а) Пучок с нейтрализованным зарядом (437). б) Пучок без зарядовой нейтрализации (438). в) Пучок с частично нейтрализованным зарядом (439).	
3. Равновесие электронных пучков	440
4. Инжекция релятивистских электронных пучков в плазму и условия устойчивости системы	444
а) Критические токи электронных пучков (444). б) Зарядовая и магнитная нейтрализация при инжекции электронных пучков в плазму (446).	
5. Инжекция и распространение электронных пучков в нейтральном газе	451
а) $v/\gamma \ll 1$ (451). б) $v/\gamma \approx 1$ (453). в) $v/\gamma \gg 1$ (455).	
6. Явление ускорения ионов электронными пучками	456
7. Заключение	460
Цитированная литература	461

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкие научные перспективы, которые открывают сильноточные релятивистские электронные пучки (создание и нагрев плазмы до термоядерных температур, новые коллективные методы ускорения ионов, усиление и генерация электромагнитного излучения СВЧ, оптического и рентгеновского диапазонов, создание высоких давлений и исследование фазовых превращений в твердом теле и свойств материалов и др. ¹⁾ привлекли пристальное внимание исследователей. Во многих лабораториях мира стали появляться импульсные сильноточные электронные ускорители со следующими характерными параметрами:

энергия электронов	$\mathcal{E} \approx 0,5 - 20 \text{ Мэв,}$
сила тока	$I \approx 10^4 - 10^6 \text{ а,}$
длительность импульса	$\tau \approx 20 - 100 \text{ нсек,}$
энергия в пучке	$W \approx 10^3 - 10^6 \text{ Дж.}$

Параметры некоторых наиболее известных действующих установок такого типа приведены в табл. I.

Одним из важных параметров сильноточных электронных пучков, кроме указанных выше, является величина $v = Nr_0$, называемая «погонным электроном» (N — число электронов на единицу длины пучка, а $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона). Отношение v/γ (где $\gamma = [1 - (u^2/c^2)]^{-1/2}$ — релятивистский фактор, а u — продольная скорость электронов пучка) равно отношению энергии собственного магнитного

Таблица I

Название установки	Лаборатория (страна)	Энергия электронов, Мэв	Ток, ка	Энергия в пучке, кДж	Длительность импульса, нсек	Запасенная энергия, кДж	К.п.д. установки	$\frac{v}{\gamma}$	Мощность пучка, ст
CRE «Купбл» «Гембл-0»	Корнелльский университет (США)	0,5 1,5—2 0,5	100 50 200	2 3 3	60 50 70	10 10 —	0,2 0,3 —	3 0,5 6	$5 \cdot 10^{11}$ 10^{11} 10^{11}
ЕРА «Семион» «Гембл-I» «Гембл-II»	Военно-морская лаборатория (США)	5 0,5 0,8 1	20 70 800 1000	2 1,7 20 55	20 50 50 50	— — 66 228	— — 0,3 0,24	0,1 1 16 20	10^{11} $3,5 \cdot 10^{10}$ $6 \cdot 10^{11}$ 10^{12}
«Гермес-I» «Гермес-II» «Нереус» FXT «Аврора»	Лаборатория «Сандия» (США)	12 12 0,3 1,5 15	170 700 80 50 4×400	175 400 0,75 1,2 4×600	100 40 30 30 100	500 — 1,5 2,2 —	0,35 — 0,5 0,5 —	0,4 1,7 4 0,7 $0,8 \times 4$	$4 \cdot 10^{12}$ $8,5 \cdot 10^{12}$ $2,4 \cdot 10^{11}$ $7,5 \cdot 10^{11}$ $2,4 \cdot 10^4$
«Блэк-Джек»	Лаборатория «Максвелл» (США)	0,8 5	2×400 150	2×25 46	70 60	180 110	0,28 0,4	2×10 0,9	$6 \cdot 10^{11}$ $7 \cdot 10^{11}$
«Снарк» RIML DML	«Физикс интеркорпорейшн» (США)	1 0,35 0,1	1000 350 300	30 6,5 1,2	70 50 40	400 13 —	0,08 0,5 —	20 14 25	10^{12} 10^{11} $3 \cdot 10^{10}$
«Пульсатрон»	Калифорния (США)	1	1000	100	100	—	—	20	10^{12}
«Риус» РЭП-5 «Синус» «Тонус»	ИЯФ СО АН СССР НИИЭА (СССР) ИОА СО АН СССР НИИЯФ (ТОМСК, ТПИ)	3 1,6 1 1	30 50 30 30	2 1,6 1,2 1	20 20 40 30	10 4 5 —	0,2 0,35 0,25 —	0,25 0,7 0,6 0,6	$9 \cdot 10^{10}$ $8 \cdot 10^{10}$ $3 \cdot 10^{10}$ $3 \cdot 10^{10}$
«Нептун» «Терек-I» «Терек-II» СИ-1	ФТИ АН УССР ИАЭ СССР ФИАН СССР	1 1 0,6 0,85	50 30 30 30	1,5 1—2 0,6 0,2 1,5	30 40 20 30 60	5 2 2,5 2,2	0,3 0,5 0,2 0,7	1 0,6 0,6 0,75	$5 \cdot 10^{10}$ $3 \cdot 10^{10}$ $3 \cdot 10^{10}$ $2,5 \cdot 10^{10}$
«Цейтрон» МС «Титон» «Урал»	ЦИЭФ АН ГДР ИФП (ЧССР) ИАЭ СССР	0,8 1,5 0,350 0,75 0,5	20 20 45 30 20	0,25 1,5 0,50 1,1 1	1,5 15 45 50 50	— — 3 11,5 12	— — 0,2 0,1 0,1	0,5 0,25 2 1 1	$1,6 \cdot 10^{10}$ $3 \cdot 10^{10}$ $1,2 \cdot 10^{10}$ $2 \cdot 10^{10}$ 10^{10}

поля тока пучка к кинетической энергии электронов. При $v/\gamma \ll 1$ магнитным полем тока пучка практически всегда можно пренебречь; такой пучок называют слаботочным. Сильноточным электронный пучок следует считать при $v/\gamma \gtrsim 1$, когда магнитное поле тока играет определяющую роль как при формировании равновесия пучка (см. гл. 2), так и при его инжекции в плазму и нейтральный газ (см. гл. 4 и 5), а также во всей энергетике системы.

В гл. 2 данного обзора дается классификация электронных пучков по указанным выше параметрам и динамическим свойствам пучка. Отдельно рассмотрены пучки с нейтрализованным объемным зарядом, пучки без зарядовой нейтрализации и частично нейтрализованные пучки.

В гл. 3 обсуждаются различные равновесные конфигурации сильноточных электронных пучков, причем основное внимание уделяется силовому равновесию (равенству магнитных сил и сил пространственного заряда и газокINETического давления) в гидродинамической модели описания пучка. Равновесие сильноточных релятивистских электронных пучков подробно обсуждается в обзоре ² (см. также ³). Здесь мы ограничимся рассмотрением простейших равновесных конфигураций и предельных токов в электронных пучках, определяемых из условия равновесия.

Равновесные предельные токи в пучках являются истинно предельными, если найденные равновесные конфигурации оказываются устойчивыми. Требование устойчивости пучка по отношению к быстро нарастающим апериподическим возмущениям в ряде случаев накладывает более жесткие ограничения на максимальное значение тока в пучке, чем условия его равновесия. Поэтому, следуя работе ⁴, максимальные токи релятивистских электронных пучков, определенные из условия устойчивости системы, мы назвали критическими. Они обсуждаются в гл. 4 обзора. Там же рассматриваются явления зарядовой и магнитной нейтрализации пучка, возникающие при его инжекции в плотную плазму.

В гл. 5 обсуждается инжекция электронного пучка в нейтральный газ и связанные с ней явления ионизации газа и торможения пучка. Характер распространения пучка в газе существенным образом зависит от параметра v/γ : при $v/\gamma \ll 1$ коллективные процессы незначительны, а при $v/\gamma > 1$, наоборот, они играют определяющую роль. Именно благодаря коллективным процессам происходит торможение пучка и образование фронта ионизации газа, скорость которого и определяет скорость распространения сильноточного электронного пучка в нейтральном газе. С образованием фронта ионизации связано одно из интереснейших явлений, открытое чисто случайно при инжекции сильноточных электронных пучков в газ ⁵, — захват и ускорение ионов, которое обсуждается в гл. 6.

Наконец, в заключительной гл. 7 подводится итог современных представлений об инжекции сильноточных электронных пучков в плазму и газ, отмечаются явления, не укладывающиеся в рамках современных представлений и требующие дальнейших исследований.

2. КЛАССИФИКАЦИЯ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Наиболее четко динамические свойства электронных пучков различаются в противоположных предельных случаях полностью нейтрализованного и не нейтрализованного по заряду пучков. Свойства частично нейтрализованного пучка описываются интерполяцией этих случаев.

а) Пучок с нейтрализованным зарядом. Рассмотрим электронный пучок, заряд которого в каждой точке пространства скомпенсирован ионным фоном. Такие скомпенсированные по заряду пучки получаются при их инжекции в плазму либо в нейтральный газ в процессе ионизации последнего. Основной величиной, характеризующей динамические свойства электронных пучков с нейтрализованным зарядом, является так называемый предельный ток Альвена ⁶

$$I_A = \frac{mc^3}{e} \gamma \beta = 17 \beta \gamma \text{ (ка)} \quad \left(\beta = \frac{u}{c} \right). \quad (2.1)$$

Ток в пучке удобно выражать через I_A (при $u = \text{const}$):

$$\frac{I}{I_A} = \frac{v}{\gamma}. \quad (2.2)$$

Таким образом, при токах в компенсированном по заряду пучке меньше предельного альвеновского тока $v/\gamma \ll 1$ энергией магнитного поля тока пучка можно пренебречь по сравнению с кинетической энергией электронов. Если, кроме того, учесть, что в компенсированных пучках отсутствует радиальное расталкивание, обусловленное объемным зарядом, то при $I \ll I_A$ такие пучки с большой степенью точности можно считать пространственно однородными даже в отсутствие внешнего направляющего пучок продольного магнитного поля.

Иное положение имеет место при $I \gtrsim I_A$, т. е. когда $v/\gamma \gtrsim 1$. Энергия магнитного поля тока в таком пучке превосходит кинетическую энергию электронов, а поэтому при получении таких пучков основная мощность установки расходуется на создание магнитного поля тока пучка. Более того, это поле оказывает фокусирующее действие на движение электронов в пучке и в отсутствие внешнего направляющего магнитного поля приводит к радиальному сжатию пучка (пинч-эффект). Поэтому при $I \gtrsim I_A$ электронные пучки с нейтрализованным зарядом нельзя считать однородными в пространстве.

Любопытно заметить, что величина I_A , по-видимому, характеризует также роль коллективных процессов в электронном пучке с нейтрализованным зарядом. Так, если ввести длину $\lambda = c/\omega_b$ (где $\omega_b = \sqrt{4\pi e^2 n_b/m\gamma}$, а n_b — концентрация электронов в пучке), определяющую глубину проникновения низкочастотного поперечного поля в движущуюся плазму⁷, то легко показать, что при $n_b = \text{const}$ $v/\gamma = r_b^2/4\lambda^2$, где r_b — радиус пучка. Поэтому $r_b \ll \lambda$ при $v/\gamma \ll 1$, и электронный пучок должен вести себя как совокупность отдельных частиц; плазменные эффекты должны проявляться слабо. Наоборот, при $v/\gamma \gtrsim 1$, или, согласно (2.2), $I \gtrsim I_A$, величина $r_b \gtrsim \lambda$, а следовательно, электронный пучок с нейтрализованным зарядом по своим свойствам должен быть близок к сплошной среде — плазме, с ярко выраженными коллективными эффектами.

б). Пучок без зарядовой нейтрализации. При полном отсутствии нейтрализации заряда электронный пучок под действием радиальных сил расталкивания будет расходиться, заполняя некоторую гиперболическую поверхность, асимптотика которой образует с осью инжекции Oz угол θ ⁸:

$$\text{tg } \theta = \sqrt{2 \frac{v}{\gamma} \frac{1}{\beta^2 \gamma^2}}. \quad (2.3)$$

Строго говоря, это соотношение пригодно только при слабой расходимости пучка, когда $v/\gamma \ll \beta^2 \gamma^2/2$.

Наряду с расхождением, ненейтрализованный электронный пучок под действием пространственного заряда электронов может испытывать и торможение. Так, если в точке $z = 0$ инжектируется вдоль сильного внешнего магнитного поля пучок электронов, то он тормозится на длине⁹ (при $j_b = en_b u = \text{const}$), равной

$$z_0 = \lambda \sqrt{\frac{2}{\gamma\beta}} \int_1^\gamma \frac{dx}{(x^2 - 1)^{1/4}} \approx \lambda \sqrt{\frac{2}{\gamma\beta}} (\gamma^{2/3} - 1)^{3/4}. \quad (2.4)$$

Для сильно релятивистских пучков удобно это соотношение переписать в виде

$$z_0 = r_b \sqrt{\frac{\gamma}{2v}}, \quad (2.5)$$

откуда видно, что в случае сильноточных пучков, когда $v/\gamma \gg 1$, длина торможения пучка значительно меньше его радиуса; слаботочные же электронные пучки при $\gamma \gg v$ могут распространяться на большие длины без заметного торможения.

Наконец, отметим, что в работе ¹⁰ задача торможения ненейтрализованного пучка в вакууме решалась численно, причем результаты хорошо совпадают с формулой (2.4).

в) Пучок с частично нейтрализованным зарядом. Впервые на возможность получения пространственно однородных сильноточных пучков с током, превышающим предельный ток Альвена, путем частичной нейтрализации объемного заряда электронов обратил внимание Лоусон, который получил формулу ⁸

$$I_L = I_A \frac{\beta^2}{\beta^2 + f - 1}, \quad (2.6)$$

где f — степень нейтрализации заряда пучка (отношение концентрации ионов к концентрации электронов). Физическая причина увеличения предельного тока в частично нейтрализованном электронном пучке связана с появлением расталкивающей силы, которая ослабляет действие собственного магнитного поля тока. В частности, при $f = \gamma^{-2}$ (т. е. при $Zn_i = = n_e \gamma^{-2}$, где Z — зарядовое число ионов) ток $I_L \rightarrow \infty$, что является следствием полной компенсации расталкивающей силой объемного заряда стягивающего действия магнитного поля тока.

Если в однородной модели Альвена — Лоусона допустить, что существует также частичная магнитная (токовая) нейтрализация пучка f_m (величина f_m характеризует относительное ослабление магнитного поля тока пучка), то, как показывают качественные соображения ¹¹, предельный ток в пучке должен определяться выражением

$$I_m \approx I_A \frac{\beta^2}{\beta^2 (1 - f_m) - (1 - f)}. \quad (2.7)$$

Пучки с магнитной нейтрализацией получаются при их инжекции в плотную плазму, когда индуцированный в плазме обратный ток частично компенсирует магнитное поле тока пучка.

Следует отметить, что приведенная классификация релятивистских электронных пучков по их динамическим свойствам, строго говоря, справедлива в отсутствие сильных внешних магнитных полей, превышающих собственное поле тока самого пучка. При наличии таких полей динамика электронных пучков значительно усложняется, но при этом, что весьма важно, удастся получить пучки с током, значительно превышающим предельный ток Альвена.

Некоторые простые модели пучков во внешнем магнитном поле будут рассмотрены ниже в гл. 3 и 4. При их рассмотрении мы будем исходить из системы самосогласованных уравнений гидродинамики для каждого сорта частиц ¹² (ионов и электронов пучка и плазмы):

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} n \mathbf{v} &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \right) \frac{\mathbf{v}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} &= - \frac{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}{nm} \nabla \Pi + \frac{e}{m} \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{B}] \right\} - \bar{\mathbf{v}} \mathbf{v}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где n — средняя концентрация, а $\mathbf{v}$ — средняя скорость частиц с массой покоя m , Π — диагональный тензор давлений с поперечной $P_{\perp} = nT_{\perp}$ и продольной $p_{\parallel} = nT_{\parallel}$ компонентами соответственно, $-\bar{\mathbf{v}} \mathbf{v}$ — сила тре-

ния, учитывающая столкновения данного сорта частиц с другими. Электрическое $\mathbf{E}$ и магнитное $\mathbf{B}$ поля удовлетворяют уравнениям Максвелла, которые и замыкают систему (2.8):

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi \Sigma en, & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \Sigma en \mathbf{v}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Заметим, что гидродинамическое описание, с одной стороны, позволяет более наглядно выявить роль тех или иных сил в балансе равновесия, а с другой, охватывает практически все интересные частные случаи, которые удалось проанализировать с помощью кинетического рассмотрения².

3. РАВНОВЕСИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Формулы (2.4) — (2.7), так же как и вся приведенная выше классификация релятивистских электронных пучков, по существу, основаны на движении отдельных частиц в пучках и сил, действующих на них. Для строгого рассмотрения динамики и равновесных конфигураций электронных пучков необходимо решение самосогласованных уравнений движения электронов пучка и электромагнитных полей. Мы здесь приведем наиболее важные, на наш взгляд, модели, описываемые в рамках гидродинамических уравнений (2.8). При этом основное внимание уделим выяснению распределения давления в пучке, которое позволяет определить радиус и тем самым полный электронный ток пучка.

а) Рассмотрим прежде всего простейшую модель электронного пучка с однородными распределениями плотностей заряда и тока, распространяющегося через покоящийся однородный ионный фон со степенью нейтрализации заряда f . Из уравнения движения (2.8) при этом следует, что неоднородность магнитного давления может уравниваться неоднородностью температуры электронов в пучке

$$T_{\perp} = T_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2} \right), \quad (3.1)$$

где

$$r_b = \sqrt{\frac{T_0}{\pi e^2 n_b (f - \gamma^{-2})}} \quad (3.2)$$

— радиус пучка, а T_0 — температура электронов на оси пучка. Равновесие существует лишь при $f > \gamma^{-2}$.

Наконец, полный ток в таком пучке определяется выражением

$$I = I_L \frac{T_0}{m u^2 \gamma}, \quad (3.3)$$

где I_L — предельный ток Альвена — Лоусона (2.6). Согласно (3.3) $I > I_L$ только в случае достаточно «горячих» пучков, когда $T_0 > m u^2 \gamma$, что, по-видимому, для релятивистских пучков недостижимо. Для нахождения равновесных конфигураций с токами, превосходящими I_L , необходимо рассмотреть более сложные модели пучков с учетом неоднородности плотности и тока электронов и наличия внешних полей.

б) Рассмотрим равновесную конфигурацию однородного в пространстве вращающегося электронного пучка во внешнем продольном магнитном поле $\mathbf{B}_0 = \text{const}$. Вращение приводит к появлению центробежной силы и тем самым к увеличению поперечной температуры и радиуса пучка

по сравнению с (3.1) и (3.2):

$$T_{\perp} = T_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2} \right) \left(1 + \frac{\omega_0^2 r^2}{c^2 f_{\pm}^2} \right), \quad (3.4)$$

$$r_b = \frac{c}{|\omega_0|} \sqrt{f_{\pm}}, \quad (3.5)$$

где ω_0 — частота вращения пучка, $\Omega = eB_0/mc\gamma$ — ларморовская частота электронов, $f^* = f - \gamma^{-2} - [2\omega_0(\Omega + \omega_0)/\omega_b^2]$, а $f_{\pm} = \pm f^* + [f^{*2} + (8\omega_0^2 T_0/mc^2 \gamma \omega_b^2)]^{1/2}$. Полный ток в пучке при этом оказывается равным

$$I = I_L \frac{\omega_b^2 (f - \gamma^{-2})}{4\omega_0^2 \beta^2} f_{-}. \quad (3.6)$$

Следует отметить, что формулы (3.4) — (3.6) получены в предположении нерелятивистской поперечной температуры, $\gamma T_{\perp}^{1/2} \ll mc^2$, и нерелятивистской скорости вращения $\omega_0 r_b \gamma \ll c$, причем при $\omega_0 \rightarrow 0$ они переходят в (3.1), (3.2) и (3.3) соответственно *).

Согласно (3.6) максимальный ток достигается при $f^* < 0$, причем сверхпредельные токи $I > I_L$ в рассматриваемой модели реализуются только в достаточно узком интервале изменения параметров системы

$$\omega_0 \approx \frac{\omega_b^2}{2\Omega} (f - \gamma^{-2}) \ll \omega_b \ll \Omega \gamma^{-1}. \quad (3.7)$$

Это ограничение, однако, с ростом скорости вращения пучка ослабевает и при релятивистских скоростях вращения, $\omega_0 r_b \gamma \sim c$, уже отсутствует. Равновесное состояние пучка в этом случае возможно только при $f^* < 0$, а единственным требованием достижения токов $I > I_L$ является условие $\omega_0^2 \ll \omega_b^2 \gamma^{-2} |f - \gamma^{-2}|$.

В рассмотренной модели равновесие осуществляется равенством сил газокINETического давления, объемного заряда и давления собственного поля тока пучка; центробежная сила вследствие вращения пучка фактически всегда (при токах $I \gg I_L$) оказывается пренебрежимо малой. Следует, однако, отметить, что такая модель вращающегося пучка может быть равновесной и в случае холодных электронов ($T = 0$) либо однородного газокINETического давления в пучке, заряд которого скомпенсирован, если только неоднородной по радиусу является продольная скорость пучка. При этом в области сверхпредельных токов ¹⁴

$$I = \frac{c}{2} \left(\int_0^{r_b} r^2 \left| \frac{d}{dr} B_z^2 \right| dr \right)^{1/2}, \quad (3.8)$$

причем $dB_z^2/dr < 0$. Ввиду произвольности $B_z(r)$ ток пучка в такой модели может быть практически неограниченным.

в) Другой путь достижения сверхпредельных токов состоит в создании неоднородных конфигураций электронных пучков. Такая неоднородная модель моноэнергетического пучка в отсутствие внешнего магнитного поля и вращения пучка рассмотрена в работе ¹⁵. При этом степень нейтрализации заряда пучка считалась постоянной, $f = \text{const}$, а концентрация, скорость и температура электронов — неоднородными. Из уравнений движения (2.8) и уравнений Максвелла (2.9) находим следующее распре-

) Подробнее см. ¹³, где исследуется частный случай рассмотренной модели при $T_0 = 0$, $f^ < 0$, $f = 0$.

деление поперечной температуры электронов:

$$T_{\perp} = \frac{e\Phi_0}{2} I_0^{-1} \left(\frac{\omega_b r}{2} \sqrt{1-f} \right) \left\{ I_0^2 \left(\frac{\omega_b r}{c} \sqrt{1-f} \right) - 1 - \frac{u^2}{c^2} \left[I_0^2 \left(\frac{\omega_b r}{c} \right) - 1 \right] + \frac{2T_0}{e\Phi_0} \right\}, \quad (3.9)$$

где $e\Phi_0 = mc^2\gamma$ — потенциал на оси пучка, величины u , ω_b и T_0 также берутся на оси пучка. Радиус пучка определяется из условия $T_{\perp}(r=r_b) = 0$ и в общем случае выражается громоздкой формулой; выражение же для полного тока имеет простой вид:

$$I = \frac{\omega_b r_b}{2c} \frac{I_1(\omega_b r_b/c)}{I_0(\omega_b r_b/c)} I_A, \quad (3.10)$$

где I_A — предельный ток Альвена (2.1) на границе пучка. (I_1 и I_0 — функции Бесселя мнимого аргумента.) Из работы ¹⁶ следует, что результат (3.10) остается в силе и при учете движения ионов, если только $\gamma \ll M/m$, что, по-видимому, выполняется практически всегда.

Согласно (3.10) ток в пучке может быть сверхпредельным при условии $r_b \omega_b \gg 2c$, когда радиальные распределения параметров пучка становятся трубчатыми и весь ток сосредоточен вблизи поверхности пучка в узком слое толщиной $c/\omega_b \ll r_b$. Строгий анализ моделей трубчатых пучков требует определения как внешней, так и внутренней границ пучка. Такого типа анализ проделан в работах ^{16, 17}, в которых отмечается, что в трубчатых пучках могут быть достигнуты значительно большие токи, чем в сплошных пучках при той же степени нейтрализации объемного заряда.

г) Для рассмотренных выше моделей характерной особенностью было наличие резких границ. В ряде работ исследовались равновесные конфигурации электронных пучков с размытой границей. Простейшей такой конфигурацией является так называемая обобщенная модель Беннетта (см. ²), в которой электроны с однородной и изотропной температурой T_e движутся относительно покоящихся ионов с температурой T_i и однородной направленной скоростью $u \parallel Oz$. Из уравнений (2.8) и (2.9) при этом получаем следующее радиальное распределение концентрации электронов в пучке с размытой границей:

$$n_b = n_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \left[\left(\frac{r}{r_0} \right)^{\eta} + \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\eta} \right]^{-2}, \quad (3.11)$$

где

$$n_0 = \frac{8\eta^2 T_e}{4\pi e^2 r_0^2 (f - \gamma^{-2})}, \quad (3.12)$$

$$f = \left(1 + \frac{T_i}{z\gamma^2 T_e} \right) \left(1 + \frac{T_i}{zT_e} \right)^{-1};$$

r_0 и η — постоянные интегрирования, определяемые выбором граничных условий. Так, если в системе отсутствует сторонний осевой ток, т. е. если $I_0 = 0$, то $\eta = 1$ (распределение Беннетта), при $I_0 > 0$ (т. е. ток вдоль пучка) $\eta < 1$, а при $I_0 < 0$ (навстречу пучку) $\eta > 1$. Кроме осевого тока, возможно существование осевого линейного заряда Q_0 , который определяет характерный размер неоднородности пучка r_0 .

В рассматриваемой модели полный ток пучка не зависит от r_0 и дается выражением

$$I = I_A \frac{2T_e \eta}{m u^2 \gamma}. \quad (3.13)$$

Ток I может существенно превышать предельный ток Лоусона I_L только при $\eta \gg 1$, т. е. когда имеется большой осевой обратный ток и распределение (3.11) приобретает трубчатый характер.

Модель, весьма близкая к обобщенной модели Беннетта, была рассмотрена в работе ¹⁸, в которой наряду с нейтрализующими заряд пучка ионами учитывались также электроны плазмы, причем $n_e + n_b = n_i$. При этом концентрация ионов считается заданной и однородной в пространстве. Система уравнений (2.8) и (2.9) решается в предположении заданной плотности тока пучка $j(r)$, а для распределения концентрации электронов в пучке находится выражение

$$n_b = \frac{4\pi}{c^2 T_e} \left(1 - \frac{T_e}{T_b}\right) \int_0^\infty j(r') dr' \frac{1}{r'} \int_0^{r'} j(r'') r'' dr'', \quad (3.14)$$

где T_e — температура электронов плазмы, а T_b — электронов пучка, причем $T_e < T_b$. Такая модель соответствует реальной картине, возникающей при инжекции электронного пучка в плазму (см. гл. 4 обзора), и поэтому вполне естественно появление индуцированного в плазме обратного тока:

$$j_e = -\frac{T_e}{T_b} j(r). \quad (3.15)$$

В частном случае однородной скорости электронов пучка, $u = \text{const}$, соотношение (3.14) удовлетворяется распределением (3.11).

д) Выше мы всюду анализировали однородные и неограниченные в продольном направлении равновесные конфигурации пучков, которые реализуются только при наличии баланса радиальных сил в системе. При отсутствии такого баланса, а также в ограниченных в направлении распространения электронных пучках равновесные конфигурации становятся существенно продольно неоднородными. Модель неограниченного, но продольно неоднородного холодного электронного пучка во внешнем магнитном поле была рассмотрена в работе ¹⁹. При этом было показано, что такой пучок должен быть гофрирован вдоль оси Oz . Период гофрировки и ее глубина зависят от напряженности магнитного поля и степени нейтрализации пучка f . Отметим, однако, что в этой модели, в отличие от рассмотренных выше однородных моделей, полный ток пучка всегда оказывается ограниченным (подробнее см. ¹⁹).

е) Наконец, следует остановиться еще на одной модели однородных, но ограниченных в пространстве электронных пучков — так называемой модели пучков в дрейфовом эквипотенциальном пространстве, которая исследовалась исторически раньше всех ^{20, 21}. В этой модели рассматривается электронный пучок с однородной плотностью тока, распространяющегося по оси металлического волновода (дрейфовое пространство). Система предполагается помещенной в достаточно сильное продольное магнитное поле, удерживающее пучок от распыливания и обеспечивающее прямолинейность траекторий движения электронов. При этом ток в пучке ограничивается объемным зарядом электронов, который компенсирован лишь частично, $f < 1$, и в случае релятивистских пучков дается формулой ^{22, 23} (см. также ⁴)

$$I = I_A (\beta\gamma)^{-1} (\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} \frac{1}{1-f} \frac{1}{1 + 2 \ln(R/r_b)}, \quad (3.16)$$

где R — радиус металлического волновода.

В трубчатых пучках в дрейфовом пространстве могут быть достигнуты токи, значительно превосходящие предел (3.16) — примерно в R/a раз, где a — толщина токового слоя, а R — внешний его радиус, совпадающий с радиусом волновода. Такие пучки в дрейфовом пространстве рассматривались в работах ^{3, 24}.

Теперь, когда рассмотрены основные равновесные конфигурации электронных пучков, возникает вопрос об их устойчивости: насколько эти конфигурации устойчивы по отношению к быстро нарастающим гидродинамическим возмущениям и насколько такие неустойчивости опасны для реального существования равновесия? Наконец, необходимо знать возможность реализации той или иной равновесной конфигурации электронного пучка при его инжекции в определенные заданные условия. Все эти вопросы в настоящее время находятся в центре внимания исследователей и в литературе пока не нашли исчерпывающих ответов. Относительно ясная картина на сегодняшний день имеется для устойчивости однородных и нейтрализованных по заряду электронных пучков. Поэтому именно таким пучкам уделено основное внимание в гл. 4 обзора.

4. ИНЖЕКЦИЯ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМУ И УСЛОВИЯ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ

а) К р и т и ч е с к и е т о к и э л е к т р о н н ы х п у ч к о в. Как уже отмечалось выше, предельные токи, найденные из условия равновесия, далеко не всегда определяют истинно предельные значения в электронных пучках заданной конфигурации. Дело в том, что не всегда равновесные конфигурации оказываются устойчивыми. Поэтому необходимо при анализе того или иного равновесного состояния пучка исследовать также и его устойчивость. Естественно, опасными являются лишь быстро развивающиеся аperiodические неустойчивости с инкрементом нарастания, превышающим обратное время импульса тока пучка. К таким неустойчивостям относятся электростатические неустойчивости, приводящие к возникновению в плазме больших тормозящих полей и к запираению тока пучка, если он превышает некоторое критическое значение. Именно это значение и следует считать предельным в условиях, когда оно меньше равновесного предельного тока в пучке.

Вопрос об устойчивости электронных пучков и критических токов мы разберем на модели пучков в дрейфовом эквипотенциальном пространстве, равновесный предельный ток в которых определяется формулой (3.16). Именно в такой модели критические токи определялись в работе ²² (см. также ⁴), исходя из устойчивости системы по отношению к электростатическим возмущениям. Для анализа устойчивости системы использовались линеаризованные уравнения (2.8) и (2.9) в пренебрежении тепловым разбросом частиц. Оказалось, что критические токи в пучках существенным образом зависят от напряженности внешнего магнитного поля, длины системы L и отношения R/r_b *).

В случае полностью заполненного волновода, когда $r_b = R$, критический ток в пучке определяется соотношениями

$$\frac{I_{кр}}{I_A} = \begin{cases} 1,45\beta^2\gamma^2 & \text{при } \frac{L}{r_b} < 1,3 \sqrt{\frac{M}{m} \frac{1}{f}} \gamma^{-3/2}, \\ \max \left[1,9\beta^2 \sqrt{\gamma} \frac{r_b}{L} \sqrt{\frac{M}{m} \frac{1}{f}}, \frac{m}{4M} \frac{r_b^2 \Omega_e^2}{\gamma c^2} \frac{1}{f} \right] & \text{при } \frac{L}{r_b} > 1,3 \sqrt{\frac{M}{m} \frac{1}{f}} \gamma^{-3/2}, \end{cases} \quad (4.1)$$

*) Предполагается $L \gg R$, что в реальных системах всегда выполняется.

где M — масса ионов, а $\Omega_e = eB_0/mc$ — ларморовская частота покоящихся электронов. В рассматриваемом случае критические токи (4.1) находятся из условия развития неустойчивости Будкера — Бунемана^{25, 26}.

Если же $R \gg r_b$ (точнее, $\ln(R/r_b) > 1$), то в системе становится возможным развитие также и высокочастотной токово-конвективной неустойчивости^{27, 28}. В результате для критического тока в таком пучке находим выражение

$$\frac{I_{кр}}{I_A} = \min \left[\begin{array}{l} \beta^2 \gamma^2 \left(1 + 2 \ln \frac{R}{r_b}\right)^{-1}, \\ 2\beta^2 \gamma^2 \left(1 + \frac{2uL\gamma^3}{\pi\Omega_e r_b^2}\right)^{-1}, \\ \frac{m}{4M} \frac{1}{f} \frac{r_b^2 \Omega_e^2}{\gamma c^2} \end{array} \right]. \quad (4.2)$$

Из сравнения формул (4.1) и (4.2) с (3.16) видно, что критические токи в электронных пучках, определенные из требования устойчивости системы, могут быть меньше предельного равновесного тока. Это имеет место в достаточно длинных системах при высокой степени нейтрализации пучка и неполном заполнении волновода пучком, когда, согласно (4.2), критический ток в пучке может оказаться сколь угодно малым. Очевидно, в этом случае истинно предельным током в пучке будет критический ток, определенный из условия электростатической устойчивости системы.

Следует отметить, что в последнее время в литературе появляются работы по исследованию устойчивости различных конкретных равновесных конфигураций. Эти исследования носят пока далеко не заверченный вид, не говоря уж о том, что они не нашли еще экспериментального подтверждения, в то время как модель однородного пучка в дрейфовом эквипотенциальном пространстве хорошо подтверждена многочисленными экспериментами как по равновесию, так и по устойчивости не только для нерелятивистских^{4, 29}, но и для релятивистских электронных пучков³⁰.

В работе⁶⁹ теоретически исследовалась устойчивость беспиловых конфигураций¹⁴ компенсированных по заряду вращающихся электронных пучков с током, превышающим альвеновский предел, причем была показана устойчивость таких пучков в условиях, когда внешнее продольное магнитное поле значительно превосходит собственное продольное (диамагнитное) поле вращающегося тока пучка и $L \gg r_b$.

Из экспериментальных работ по устойчивости равновесных конфигураций электронных пучков отметим работы^{70, 71}, в которых изучались неустойчивости частично компенсированных по заряду трубчатых пучков в дрейфовом пространстве. В работе⁷⁰, по-видимому, наблюдалось развитие диокотронной неустойчивости⁷² вращающегося релятивистского пучка во внешнем продольном магнитном поле, а в⁷¹, скорее всего, развивалась электромагнитная неустойчивость, сопровождаемая интенсивным микроволновым излучением. Внешнее сильное продольное магнитное поле оказывало стабилизирующее действие на пучок.

В заключение следует особо остановиться на устойчивости электронных пучков в плотной плазме, когда имеет место не только зарядовая, но и магнитная нейтрализация пучка как следствие возникновения в плазме индуцированного пучком обратного плазменного тока (см. следующий раздел). В таких пучках, как было показано выше, равновесные предельные токи могут быть намного больше предельных токов Альвена — Лоусона. Что касается устойчивости, то в них возможно развитие высокочастотных периодических неустойчивостей пучкового типа³¹ (см. также обзорные статьи^{4, 29, 32} и монографии^{33–35}), которые, как показано много-

численными теоретическими ³⁶⁻³⁸ и экспериментальными исследованиями ^{29, 39, 40}, сопровождаются интенсивным микроволновым излучением, но не приводят к обрыву тока в пучке; они лишь слабо возмущают пучок на величину порядка

$$\frac{E_{\max}^2}{8\pi n_b m c^2 \gamma} \approx \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \beta^2 \gamma, \quad (4.3)$$

где $E_{\max}$ — слабое, тормозящее пучок поле неустойчивых колебаний. Торможение пучка при этом пренебрежимо мало. Поэтому предельные токи электронных пучков в плотной плазме, по существу, всегда определяются условиями равновесия, а не устойчивости.

С другой стороны, форма электронных пучков в плотной плазме может сильно изменяться при развитии более медленных неустойчивостей. Так, в работе ⁷³ показана возможность развития планговой неустойчивости в электронном пучке с нейтрализованным зарядом и током, приводящей к изгибу и скручиванию электронного пучка как целого. В работах ⁷³⁻⁷⁷ изучалась поперечная неустойчивость полностью нейтрализованных релятивистских электронных пучков, приводящая к расслоению пучка на отдельные токовые нити. Интересно, что на нелинейной стадии развития такой неустойчивости возможно слияние токовых нитей и вновь образование одного сплошного пучка в плазме, но уже не нейтрализованного по току ⁷⁷.

В заключение отметим, что указанные неустойчивости формы пучка в плотной плазме до настоящего времени экспериментально практически не изучены. Нет сомнения, что в экспериментах они проявляются, но до сих пор они не идентифицированы и не ясно, насколько они опасны. По-видимому, они не приводят к значительному уменьшению предельных токов, определяемых условиями равновесия. Кроме того, в сильных внешних магнитных полях такие неустойчивости должны значительно подавляться.

б) Зарядовая и магнитная нейтрализация при инжекции электронных пучков в плазму. Уже в первых экспериментах ^{5, 41} по инжекции сильноточных электронных пучков в плотную плазму было замечено, что происходит нейтрализация магнитного поля тока пучка, а токи в пучке могут намного превосходить предельный ток Альвена *). Теоретическое объяснение этого явления впервые было дано в работах ^{15, 42}. В работе ⁴² для описания индуцированных пучком нестационарных процессов в плазме использовался феноменологический подход, а именно, решались уравнения Максвелла (2.9) при заданном токе пучка и в предположении об идеальной проводимости плазмы. Было показано, что в плазме индуцируется обратный ток, который почти полностью нейтрализует прямой ток пучка. Вопрос о нейтрализации заряда при этом не обсуждался.

В работе ¹⁵ была развита более детальная микроскопическая теория инжекции заданного релятивистского электронного пучка в плазму, исходя из гидродинамических уравнений (2.8) при $T = 0$ и уравнений поля (2.9). Плотность пучка при этом считалась малой по сравнению с плотностью плазмы, что позволило авторам решать задачу в линейном приближении. Наиболее быстрым процессом при условии $\omega_p > \bar{\nu}_e$, где $\bar{\nu}_e$ — частота столкновений плазменных электронов, а ω_p — их лэнгмюровская частота, является реакция плазмы на инжекцию пучка с характерным временем

*) Впервые явление магнитной нейтрализации наблюдалось в работе ⁷⁸ на примере слаботочного электронного пучка.

$\sim 1/\omega_p$. Именно только она и принималась во внимание в работе ¹⁵. При этом было показано, что в плазме, в которой $r_b \gg c/\omega_p = \lambda_p$, происходит зарядовая и токовая нейтрализация пучка. Остаточный ток и связанное с ним азимутальное магнитное поле оказываются сосредоточенными в узком слое толщиной λ_p вблизи поверхности пучка. Плотность остаточного тока порядка плотности тока пучка, а поэтому магнитное поле этого тока составляет λ_p/r_b часть магнитного поля пучка, т. е.

$$B_\phi \sim \frac{\lambda_p}{r_b} B_0 \approx 2\pi en_e \frac{u}{c} \lambda_p \ll B_0, \quad (4.4)$$

где B_0 — собственное магнитное поле тока пучка.

Локализация индуцированных пучком полей и токов в плазме имеет следующую физическую природу. Движущийся цилиндрический электронный пучок является источником переменных полей с характерной частотой $\omega \sim u/r_b$. При условии $u/r_b \ll \omega_p$ такие поля в плазму не проникают и экранируются на расстояниях $\lambda_p = c/\omega_p$. Именно поэтому в условиях с $\lambda_p \ll r_b$ вся реакция плазмы сосредоточена в области самого пучка, а полный ток в плазме локализован в слое толщиной λ_p у поверхности пучка. С ростом λ_p/r_b магнитная нейтрализация ослабевает и при $\lambda_p > r_b$ пропадает; нейтрализация заряда пучка происходит всегда и не зависит от λ_p/r_b .

Теперь мы можем связать описанные теоретические представления с экспериментами ^{5, 41}, в которых наблюдались токи, значительно превосходящие предельный ток Альвена, при инъекции электронных пучков в плотную плазму. Полная зарядовая нейтрализация означает, что $f = 1$, а поэтому согласно (2.6) $I_L = I_A$. Что касается магнитной нейтрализации, то $1 - f_m = B_\phi/B_0 \approx \lambda_p/r_b$, и согласно (2.7) $I_m \approx (r_b/\lambda_p) I_A \gg I_A$, т. е. магнитная нейтрализация пучка в плазме при условии полной зарядовой нейтрализации должна приводить к резкому увеличению предельного тока в r_b/λ_p раз, что, по-видимому, и имело место в экспериментах ^{5, 41}.

Более детальный теоретический анализ нестационарных процессов, возникающих при инъекции заданного электронного пучка в плазму, с учетом диссипативных эффектов (столкновений электронов плазмы) и внешнего продольного магнитного поля был проведен в серии работ ⁴³⁻⁴⁸, которые были инициированы работами ^{5, 42}. Был развит простой канонический способ описания индуцированных заданным пучком процессов в плазме, основанный на решениях уравнений Максвелла с хорошо известным гидродинамическим тензором диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы (см., например, ³⁴), который получается из системы уравнений (2.8) в пределе $T = 0$.

Анализ, проведенный в работах ^{43, 44}, показал, что в случае однородного пучка и в отсутствие внешнего магнитного поля диссипативные эффекты приводят к затуханию индуцированного в плазме тока в области пучка и на расстояниях (здесь и ниже величины без индекса e также относятся к электронам) *)

$$z' > z_d = \frac{u}{v_e} \left(\frac{r_b}{\lambda_p} \right)^2 \quad (4.5)$$

от переднего фронта пучка (или по истечении времени $t' > t_d = z_d/u$ после прохождения пучком данного сечения $z = \text{const}$) обратный ток полностью диссипирует. При этом пропадает и магнитная нейтрализация

*) Заметим, что формула (4.5) пригодна при условии $\bar{v}_e > v_{Te}/r_b$, где v_{Te} — тепловая скорость электронов. В условиях, когда $\bar{v}_e < v_{Te}/r_b$, черенковская диссипация становится преобладающей над столкновительной и для z_d получается выражение ⁷⁹ $z_d = \sqrt{\pi/2} (r_b u/v_{Te}) r_b/\lambda_p$.

пучка, зарядовая же нейтрализация сохраняется. По этой причине протекание сверхпредельного тока в плазме возможно лишь в течение времени $t' < t_d$ с момента его инъекции.

В проведенных до сих пор экспериментах по инъекции электронного пучка в плазму время инъекции t было меньше t_d , и эффект обрыва сверхпредельного тока в пучке никем не наблюдался.

В работах ^{46, 47} учитываются продольная и поперечная неоднородности пучка, что в реальных условиях всегда имеет место, а также проводящий металлический кожух, окружающий пучок. Оказалось, что при условии $\lambda_p \ll r_b$ даже вплотную к пучкам расположенный идеально проводящий кожух, $|R - r_b| \leq \lambda_p$, практически не влияет на характер инъекции электронного пучка в плазму до расстояний $z' < z_d$ от его переднего фронта (или до моментов $t' < t_d$ от начала инъекции); напротив, при $z' > z_d$ (или $t > t_d$) весь обратный ток течет по кожуху, а в объеме плазмы он экспоненциально мал *). Что касается роли неоднородностей пучка, то в условиях, когда характерный размер неоднородности $L \gg \lambda_p$, полный ток оказывается уже не локализованным в узком слое вблизи поверхности пучка, а распределенным по его сечению. При этом величина его меньше тока пучка в L^2/λ_p^2 раз.

Наконец, отметим, что все изложенные выше представления о характере инъекции сильноточных электронных пучков в плазму справедливы в отсутствие внешнего магнитного поля и только по истечении времени $t > 1/\omega_p$ после начала инъекции (или на расстояниях $z > u/\omega_p$ от инжектора). Как показано в работе ⁴⁵, при $t \leq 1/\omega_p$ в системе существуют помимо сопутствующих пучку и приводящих к описанным выше явлениям также и переходные возмущения такого же порядка, которые при $t > 1/\omega_p$ быстро затухают.

Следует иметь в виду, что со стороны больших времен также имеются ограничения на справедливость изложенных выше представлений, связанные с искажениями формы пучка вследствие развития неустойчивостей ⁷³⁻⁷⁷ либо из-за самофокусировки пучка остаточным магнитным полем. Явление самофокусировки пучка при его инъекции в плотную плазму наблюдалось и экспериментально ⁸⁰. Отметим, однако, что с наложением на систему внешнего продольного магнитного поля, значительно превосходящего магнитное поле тока пучка, указанные ограничения должны отсутствовать, поскольку такое поле препятствует самофокусировке пучка и стабилизирует неустойчивости, искажающие форму пучка. Необходимое при этом внешнее поле на характер инъекции электронного пучка в плазму может практически и не влиять.

Влияние внешнего продольного магнитного поля на характер инъекции электронного пучка в плазму теоретически исследовалось в работах ^{44, 48}. В работе ⁴⁴ при решении этой задачи пренебрегали движением ионов, или, что то же самое, в тензоре диэлектрической проницаемости плазмы учитывали лишь вклад электронов. Были проанализированы два предельных случая: а) предел ультрарелятивистского пучка ($\gamma \rightarrow \infty$) и произвольного магнитного поля B_0 и б) предел сильного поля ($B_0 \rightarrow \infty$) и произвольного γ . В первом из этих случаев условие существования магнитной нейтрализации имеет вид

$$r_b \gg \lambda_p \left(1 + \frac{\Omega e^2}{\omega_p^2} \right)^{1/4}. \quad (4.6)$$

*) Своеобразное явление превышения индуцированного в плазме тока над током пучка, как недавно было показано в ⁸¹, возникает в условиях, когда электронный пучок инжектируется в плазменный цилиндр со свободной поверхностью. Явление это обусловлено возбуждением в плазме низкочастотной поверхностной волны.

При $B_0 \rightarrow 0$ это условие переходит в приведенное выше для незамагниченной плазмы. Длина диссипации обратного тока z_d не зависит от магнитного поля и определяется формулой (4.5).

Согласно (4.6) с ростом напряженности внешнего магнитного поля явление магнитной нейтрализации пучка становится все более затруднительным, и при нарушении неравенства (4.6) нейтрализация пучка должна полностью отсутствовать. Действительно, проведенный в работе ⁴⁴ анализ в пределе сильного поля ($B_0 \rightarrow \infty$) показал, что зарядовая и токовая нейтрализации пучка в этом случае отсутствуют.

Более детальный анализ влияния внешнего магнитного поля на инжекцию электронного пучка в плазму был проведен в работе ⁴⁸, в которой учтено движение как электронов, так и ионов плазмы. Здесь также до конца удалось исследовать два предельных случая: а) слабое поле, $\Omega_i \ll \bar{v}_i$, б) сильное поле, $\Omega_i \gg \bar{v}_i$. В первом из этих случаев характер инжекции пучка в плазму совпадает с описанным выше (по работе ⁴⁴). Учет движения ионов в этом пределе оказывается несущественным.

Иная картина возникает в пределе сильных полей, когда $\Omega_i \gg \bar{v}_i$ и существенным становится учет движения ионов. Если при этом

$$\lambda_2 = \lambda_p \sqrt{\frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i} \left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right)} \ll r_b \quad (4.7)$$

и $c \leq v_A = c\Omega_i/\omega_{pi} < \gamma u$, то имеет место как зарядовая, так и магнитная нейтрализация пучка, причем на расстояниях $z' < u/\bar{v}_e$ от переднего фронта область локализации полного тока порядка λ_1 :

$$B_\varphi \sim \frac{\lambda_1}{r_b} B_0, \quad \lambda_1 = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{v_A^2}{c^2}}. \quad (4.8)$$

В интервале

$$\frac{u}{\bar{v}_e} < z' < \frac{u}{\bar{v}_i} \left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right)$$

полный ток сосредоточен в слое порядка λ_2 и $B_\varphi \sim (\lambda_2/r_b) B_0$, а уже на больших расстояниях он принимает такой же характер, как и в отсутствие магнитного поля. Зарядовая нейтрализация при этом имеет место на любых расстояниях от фронта пучка.

Если в плазме при $\Omega_i \gg \bar{v}_i$ выполняются неравенства

$$\lambda_1 \ll r_b \ll \lambda_2, \quad (4.9)$$

то магнитная нейтрализация сохраняется, причем область локализации полного тока порядка λ_1 , а $B_\varphi \sim (\lambda_1/r_b) B_0$, при этом, однако, несколько уменьшается длина диссипации обратного тока, становясь равной $z_d^* = z_d/[1 + (v_A^2/c^2)]$. Что касается зарядовой нейтрализации, то она наступает лишь на больших расстояниях от фронта пучка *):

$$z' > \frac{u}{\bar{v}_i} \left(1 + \frac{v_A^2}{c^2}\right) > z_d^*.$$

Таким образом, при выполнении условий (4.9) в объеме пучка отсутствует область одновременной нейтрализации заряда и тока.

*) Следует, однако, отметить, что при возрастании внешнего магнитного поля диффузионная длина не будет неограниченно уменьшаться. Уже при $v_A > \gamma u$ она становится вновь такой же, как и в отсутствие поля ⁴⁸. При этом магнитная и зарядовая нейтрализации пучка отсутствуют, если $r_b \leq \lambda_2$.

Наконец, в очень сильных магнитных полях, когда $\lambda_1 > r_b$, т. е. при

$$\frac{v_A}{c} > \frac{r_b}{\lambda_p} \gg 1, \quad (4.10)$$

отсутствуют как зарядовая, так и магнитная нейтрализации пучка. Эти поля примерно в $\sqrt[4]{M/m}$ раз больше, чем требуется для подавления только зарядовой нейтрализации.

Из сравнения результатов работ ^{44, 48} следует, что при условии

$$\frac{\bar{v}_e}{\omega_p} \sqrt{\frac{M}{m}} < \frac{r_b^2}{\lambda_p^2} \quad (4.11)$$

учет движения ионов является существенным ⁴⁸. Магнитная и зарядовая нейтрализации пучка при этом определяются неравенствами (4.7) — (4.10). При выполнении же условия, обратного (4.11) (что, по-видимому, в реальных экспериментах не выполняется), может реализоваться случай, рассмотренный в работе ⁴⁴, когда магнитная нейтрализация пучка определяется только электронной компонентой плазмы и имеет место при условии (4.6).

Строго говоря, все изложенные выше представления о характере инжекции электронного пучка в плотную плазму предполагают неизменность проводимости плазмы в процессе инжекции пучка. Диссипация обратного тока в плазме, однако, может привести к быстрому и значительному изменению ее проводимости вследствие нагрева ⁸² (при этом проводимость плазмы растет) либо турбулизации плазмы из-за развития неустойчивостей в ней ^{83, 84} (при этом проводимость плазмы падает). Особенно опасным для магнитной нейтрализации пучка является резкое уменьшение проводимости плазмы, поскольку оно должно сопровождаться вытеснением обратного плазменного тока из области пучка и уменьшением длины его нейтрализации.

Как уже отмечалось выше, экспериментальные исследования инжекции высокоэнергетических электронных пучков в плазму в отсутствие внешнего магнитного поля, по-видимому, подтверждают развитые теоретические представления о явлениях магнитной и зарядовой нейтрализаций пучка. Кроме работ ^{5, 14}, следует отметить также работы ^{49, 50}, в которых прямо или косвенно подтверждался факт магнитной и зарядовой нейтрализации пучка при пропускании электронного пучка со сверхпредельным током через немагнитную плотную плазму. В работе ⁴⁹, в частности, исследовалась форма электронного пучка (зависимость полного тока в данном сечении от времени) при $v/\gamma \approx 2,5$, вид которой свидетельствует о хорошей его магнитной нейтрализации. Степень нейтрализации оказалась порядка $\frac{\lambda_p}{r_b} \approx 10^{-2}$, что согласуется с теоретическими представлениями ¹⁵ для случая однородного по радиусу пучка. С другой стороны, большие энергетические потери ($\geq 50\%$) при транспортировке пучка через плотную плазму можно объяснить значительным расхождением пучка вследствие развития пучковых неустойчивостей из-за наличия начального поперечного разброса электронов по скоростям ⁸⁵. Для устранения этого эффекта и фокусировки пучка в ряде экспериментальных и теоретических работ были исследованы процессы инжекции электронных пучков в Z-пинчи, в сходящиеся магнитные поля, а также комбинации нескольких пучков ^{86, 87}. Следует, однако, отметить, что между экспериментальными ⁸⁶ и теоретическими ⁸⁷ данными имеются большие расхождения и поэтому вопрос о механизмах фокусировки высокоэнергетических электронных пучков в настоящее время остается открытым. К сожалению, о сравнении теории с экспериментом в случае магнитоактивной плазмы также говорить пока рано. В литературе отсутствуют

не только такое сравнение, но и последовательные непротиворечивые данные об измерениях явления нейтрализации пучка в магнитоактивной плазме. Так, в работах ⁵¹ наблюдалось уменьшение степени магнитной нейтрализации пучка с ростом напряженности внешнего продольного магнитного поля, что качественно согласуется с изложенными выше теоретическими представлениями. С другой стороны, в этих же работах отмечается наличие оптимального магнитного поля для пропускания через плазму сверхпредельного тока. Возможно, это явление можно объяснить магнитной фокусировкой пучка, важная роль которой была продемонстрирована экспериментами ^{52,53}. Следует отметить, что существенное подавление зарядовой и магнитной нейтрализации в случае сверхпредельных электронных пучков, по-видимому, достигается только в очень сильных магнитных полях, когда $v_A \gtrsim c$. Так, при инжекции релятивистского пучка с током $I \approx 50$ кА, энергией электронов $\mathcal{E} \approx 1$ МэВ и радиусом $r_b \approx 3$ см (при этом $n_b \approx 10^{11}$ см⁻³) в водородную плазму с $n_p \approx 10^{12}$ см⁻³ (т. е. $\lambda_p/r_b \approx \approx 0,2$) для подавления явлений нейтрализации потребуются магнитные поля $B_0 \gtrsim 10^5$ Гс. В таких полях эксперименты, насколько нам известно, пока не проводились.

5. ИНЖЕКЦИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В НЕЙТРАЛЬНОМ ГАЗЕ

Изложенная выше теория инжекции электронных пучков в плазму качественно хорошо описывает и распространение электронных пучков через нейтральный газ. В связи с проблемой транспортировки энергии на большие расстояния, подавляющее большинство экспериментов проводилось по инжекции электронных пучков в нейтральный газ, а не в плазму. Поскольку именно такие эксперименты лежат в основе проверки современных теоретических представлений, ниже проводится более или менее подробный их анализ.

При инжекции релятивистского электронного пучка в нейтральный газ определяющую роль играют два основных процесса: процесс ионизации газа на переднем фронте пучка, который зависит не только от параметров самого пучка (энергии электронов и тока), но также и от давления и сорта нейтрального газа, и процесс взаимодействия пучка с созданной им плазмой. Первый из этих процессов количественно очень трудно описать из-за большого числа конкретных параметров, определяющих характер ионизации газа и не поддающихся надежным вычислениям; второй же процесс был описан в предыдущей главе. Попытки самосогласованного описания обоих процессов при инжекции электронного пучка в газ ⁵³⁻⁵⁵ нужно признать не очень удавшимися. Они привели лишь к качественным результатам. Поэтому ниже при анализе экспериментов мы также ограничимся только качественным их описанием, подразделив эти эксперименты по динамическому параметру пучка v/γ .

а) $v/\gamma \ll 1$. В этих условиях ток пучка значительно меньше предельного тока Альвена (2.1), а его кинетическая энергия намного превосходит магнитную энергию. Ионизация газа носит объемный характер, и ее в основном производят электроны пучка. Образованная плазма при этом влияет на величину тока пучка, распространяющегося в газе, тем, что приводит к зарядовой нейтрализации пучка. Явления зарядовой и магнитной нейтрализации при инжекции релятивистского электронного пучка с допредельным током в нейтральный газ исследовались в работе ⁵⁴, в которой была предложена простая теоретическая модель, описывающая процесс образования плазмы пучком при $v/\gamma \ll 1$ и распространения тако-

го пучка через газ. Рассчитанные значения проводимости плазмы и тока пучка сравнивались с экспериментами по инъекции пучка с $v/\gamma \approx 0,04$ в дрейфовую трубку длиной 175 см, заполненную нейтральным газом при давлениях 0,2 — 2 тор. На рис. 1 сплошными кривыми представлены

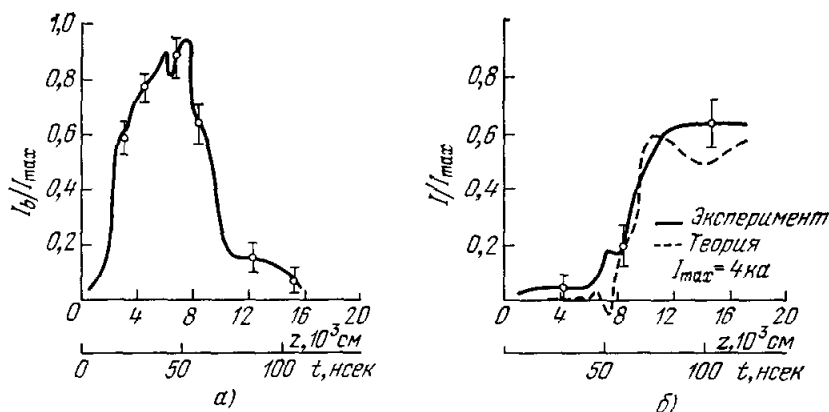


Рис. 1. Ток пучка (а) и индуцированный плазменный ток (б) как функции расстояния от фронта пучка при $p_0 = 0,4$ тор

измеренные значения тока пучка и индуцированного плазменного тока как функции расстояния от переднего фронта пучка при $p_0 = 0,4$ тор; штриховая кривая соответствует расчетным значениям индуцированного тока с учетом ионизации газа самим пучком. Как видно, согласие теории с экспериментом вполне

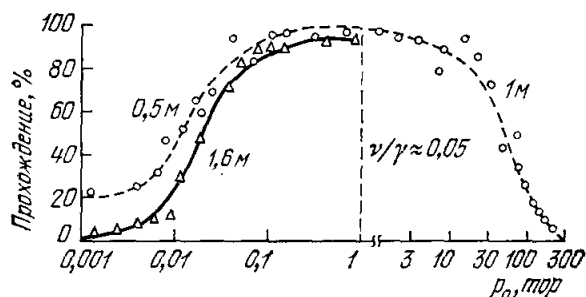


Рис. 2. Экспериментальные (сплошная кривая) и теоретические (штриховая кривая) значения прохождения пучка в аргоне.

удовлетворительное. Хорошее согласие теории с экспериментом наблюдается вплоть до давлений $p_0 \approx 0,6$ тор. Расхождение между ними при больших давлениях авторы связывают с пучковыми неустойчивостями плазмы, которые могут приводить к дополнительной ионизации газа.

В тех же условиях, но в более широком диапазоне давлений $p_0 = 10^{-3} - 10^2$ тор были проведены эксперименты в работе⁵⁶. На рис. 2 показано прохождение пучка на различные расстояния от места инъекции в зависимости от давления газа (аргон). Здесь также расхождение эксперимента с теорией проявляется при давлениях $p_0 \gtrsim 1$ тор, причем уже при $p_0 \gtrsim 10$ тор существенным становится коллективное рассеяние электронов пучка, которое приводит к резкому завалу тока. Примерно такое же положение имеет место и для других газов.

Коллективные процессы, обусловленные пучковыми неустойчивостями, особо сильно проявляются при больших давлениях газа $p_0 \gtrsim 1$ атм. Они вызывают интенсивное рассеяние и торможение пучка на расстояниях, значительно меньших длины кулоновского рассеяния релятивистских электронов, что сопровождается нагревом плазмы и мощным микроволновым излучением⁸⁸.

б) $v/\gamma \approx 1$. В этой области параметров магнитная энергия тока пучка становится сравнимой с кинетической энергией электронов и поэтому ионизация газа играет уже существенную роль в распространении тока в газе посредством как нейтрализации заряда, так и нейтрализации магнитного поля пучка.

Эффекты зарядовой и магнитной нейтрализации при инжекции релятивистских электронов с $v/\gamma \lesssim 1$ и жестко заданной формой в плотный газ теоретически довольно подробно были исследованы в работе ⁵³. Такая модель достаточно хорошо объясняет эксперименты по магнитной нейтрализации пучков в условиях слабого изменения их формы. Первые эксперименты по инжекции пучка с $v/\gamma \approx 1$ в нейтральный газ были проведены

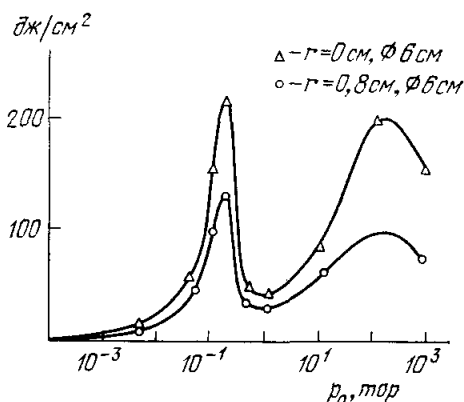


Рис. 3. Плотность энергии пучка на расстоянии 20 см от инжектора в зависимости от давления газа.

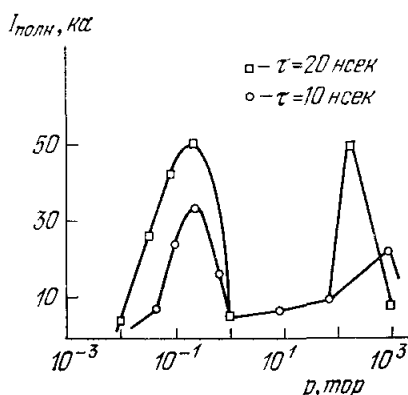


Рис. 4. Полный остаточный ток $I_{\text{полн}} = I_0 - I_{\text{обр}}$ как функция давления газа.

еще в 1966 г. ⁵⁷, когда исследовалось распространение пучка с энергией 2,5 Мэв и током 17 кА на расстояние 20 см от инжектора при различных давлениях газа. На рис. 3 приведены результаты калориметрических измерений плотности энергии пучка на этом расстоянии. Первый рост связан со сжатием пучка под действием магнитного поля тока при нейтрализации заряда пучка вследствие ионизации газа *); максимум сжатия достигается при $p_0 \approx 0,2$ тор. Далее, с ростом давления газа плотность энергии пучка падает, достигая минимума при $p_0 \approx 1$ тор из-за уменьшения его сжатия вследствие магнитной нейтрализации индуцированным плазменным током. Наконец, при еще больших давлениях $p_0 \gtrsim 10$ тор сильно падает проводимость образованной пучком плазмы ⁵⁴ и резко ослабевает эффект магнитной нейтрализации пучка; степень сжатия пучка при этом вновь возрастает **).

Описанная картина позже была подтверждена экспериментами ^{49, 58}, проведенными в тех же условиях. На рис. 4 приведены данные об измерении полного тока ⁵⁸ (разности тока пучка и индуцированного плазменного тока) в зависимости от давления газа, а на рис. 5 — данные о полной переносимой пучком энергии на заданном расстоянии от инжектора.

*) Нестационарная теория такого сжатия электронного пучка вследствие нейтрализации его заряда при инжекции в разреженный газ ($p_0 \ll 1$ тор, когда несущественны эффекты магнитной нейтрализации) была развита в работе ⁵⁹.

**) При инжекции электронных пучков в плотный газ возможно также электростатическое сжатие пучка, обусловленное образованием избыточного заряда ионов на оси вследствие явления перезарядки. Попытка такого объяснения экспериментов ⁶⁰ содержится в работе ⁶⁰.

В полном соответствии с экспериментами⁵⁷ остаточный ток в системе достигает минимума, а переносимая пучком энергия — максимума в условиях наименьшего сжатия пучка, когда имеет место хорошая магнитная нейтрализация.

Прямые измерения сжатия пучка при достижении током предельного значения проводились в работе⁵⁸, в которой измерялось прохождение пучка в газе на расстоянии 150 см от инжектора. Пучок с энергией 2,5 Мэв

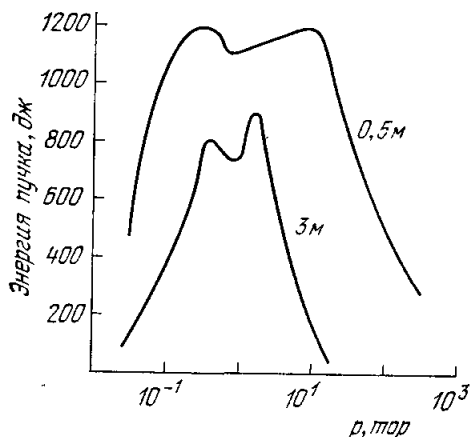


Рис. 5. Полная перенесенная пучком энергия в зависимости от давления газа.

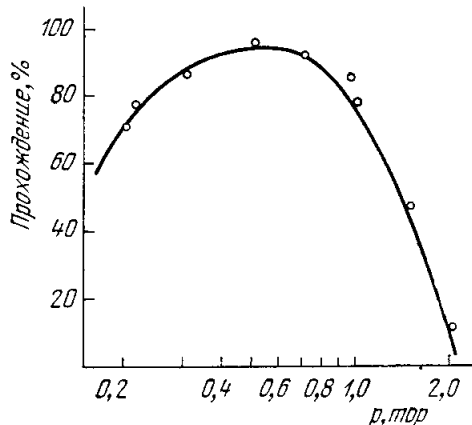


Рис. 6. Прохождение пучка с $v/\gamma \approx 1$ на расстоянии $d = 0,9$ м от инжектора в зависимости от давления газа (ксенов).

и током 20 кА практически полностью рассеивался и не доходил до коллектора, в то время как пучок с энергией 1,5 Мэв и током 40 кА проходил это расстояние стабильно.

Аналогичное явление наблюдалось в экспериментах⁵⁶ с пучком с $v/\gamma \approx 1$ (энергия 0,35 Мэв и ток 25 кА), в которых исследовалось прохождение такого пучка через газ на расстоянии 90 см от инжектора в зависимости от давления газа; результаты измерений, подтверждающих эффект сжатия пучка, представлены на рис. 6.

Из описанных экспериментов следует, что электронный пучок со сверхпредельным током, т. е. при $v/\gamma \geq 1$, может эффективно распространяться в нейтральном газе только в условиях, когда достаточно быстро происходит нейтрализация его объемного заряда и магнитного поля образованной в результате ионизации газа плазмой. До момента такой нейтрализации пучок испытывает торможение под действием электростатического поля заряда и индукционного поля, возникающего при магнитном сжатии пучка. В результате при инъекции электронного пучка со сверхпредельным током в нейтральный газ устанавливается вполне определенная скорость фронта пучка, которая существенным образом зависит от давления газа и параметров пучка и, очевидно, совпадает со скоростью перемещения фронта ионизации газа, поскольку именно ионизация создает условия для распространения сверхпредельного тока в газе.

Впервые скорость фронта пучка экспериментально была измерена в работе¹³ по времени задержки тока на коллектор в зависимости от давления газа. Результаты таких измерений представлены на рис. 7. Видно, что с ростом давления газа скорость фронта пучка растет и при $p_0 \geq 1$ торр выходит на насыщение. В этих экспериментах использовался электронный пучок с энергией 0,35 Мэв и током 25 кА ($v/\gamma \approx 1$), для которого скорость

фронта на стадии насыщения оказалась равной примерно половине первоначальной скорости электронов.

Насыщение скорости фронта ионизации газа наблюдалось также в работах ^{49, 60}. В работе ⁴⁹ эта скорость составляла 60% скорости электронов в интервале давлений $p_0 \approx 0,1 - 0,4 \text{ тор}$, тогда как в работе ⁶⁰ при $p_0 \geq 1 \text{ тор}$ скорость фронта на стадии насыщения оказалась близкой к первоначальной скорости электронов пучка (рис. 8).

Количественно строго рассчитать скорость фронта ионизации газа в общем случае весьма трудно из-за сложного характера элементарных актов ионизации атомов и молекул газа при инжекции электронных пучков

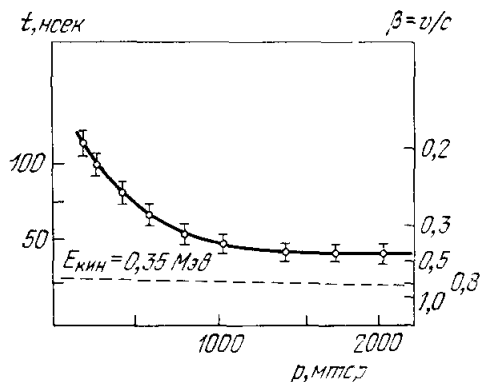


Рис. 7. Время пролета пучка через трубу и скорость фронта ионизации в зависимости от давления газа.

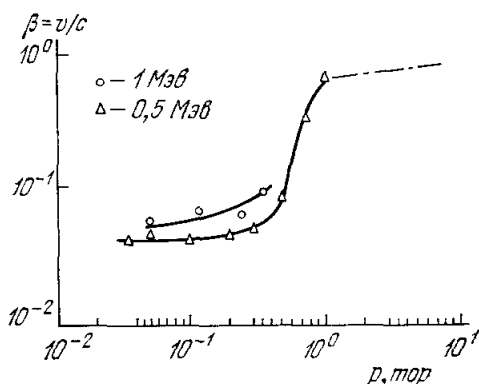


Рис. 8. Скорость фронта электронного пучка в зависимости от давления.

Измерения были проведены в области на расстоянии 12–54 см от места инжекции.

со сверхпредельным током. Однако при $v/\gamma \leq 1$, когда ионизацию в основном производят электроны самого пучка, и при относительно низких давлениях $p_0 \leq 1 \text{ тор}$ с хорошей степенью точности для скорости фронта ионизации можно записать так:

$$V = z_0 v_{эфф}, \quad (5.1)$$

где z_0 — длина торможения пучка в вакууме (2.4), а $v_{эфф}^{-1}$ — время ионизации газа до момента наступления зарядовой и магнитной нейтрализации пучка. Для пучков с $v/\gamma \leq 1$ формула (5.1) количественно хорошо описывает скорость фронта ионизации газа на линейном участке роста в зависимости от давления (см. рис. 8).

в) $v/\gamma \gg 1$. В заключение данной главы кратко обсудим эксперименты по инжекции в нейтральный газ электронных пучков с очень большим током, когда $v/\gamma \gg 1$. Число таких экспериментов растет с вводом в строй все более мощных электронных ускорителей (см. табл. I). Впервые прохождение таких пучков через нейтральный газ обсуждалось в работах ¹¹, в которых и была предложена формула (2.7) для предельного тока пучка с учетом как зарядовой, так и магнитной нейтрализации. Кроме того, в этих работах отмечалось, что при $v/\gamma \gg 1$ основным механизмом ионизации газа является пробой на фронте пучка в индукционном электрическом поле, образованном вследствие быстрого изменения магнитного поля тока пучка. Только этим, по существу, и отличается характер инжекции пучков с $v/\gamma \gg 1$ от пучков с $v/\gamma \approx 1$, которые были описаны выше. Количественно это отличие проявляется в оценке величины $v_{эфф}$, характеризующей время нейтрализации пучка.

Эксперименты по инжекции пучка с $v/\gamma \approx 10$ в нейтральный газ (воздух) при давлении $p_0 \approx 0,5$ тор описаны в работе ⁵², в которой показано, что пучок с энергией $0,6$ Мэв и током 400 ка при наличии сильного продольного магнитного поля, превышающего собственное поле тока пучка ($B_0 \gg 9$ кэс), почти без потерь проходил расстояние 100 см от инжектора. Примерно такой же результат был получен в работе ⁵¹, в которой исследовалась инжекция электронного пучка с энергией $0,5$ Мэв и током 550 ка ($v/\gamma \approx 15$) в слабоионизованную плазму газового разряда. На рис. 9 представлены экспериментальные измерения прохождения такого пучка через газ в зависимости от давления. Видно, что прохождение становится оптимальным при $p_0 \approx 1$ тор, так же как это имело место для пучков с $v/\gamma \approx 1$. Отмечается,

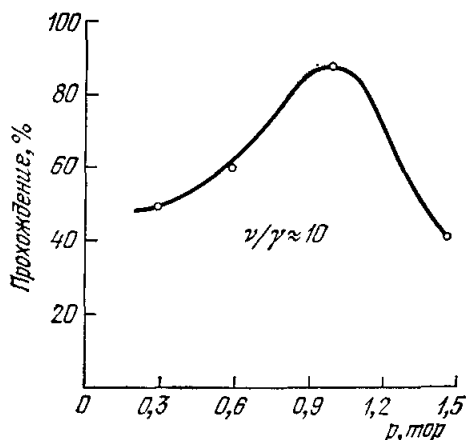


Рис. 9. Прохождение пучка на расстоянии 100 см от анода в зависимости от давления газа ($j_0 = 9$ ка/см², $B_0 \approx 8,9$ кэс).

кроме того, наличие оптимального продольного магнитного поля, при котором наблюдается наилучшее прохождение пучка через газ.

6. ЯВЛЕНИЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Одним из интереснейших физических явлений, возникающих при инжекции сильноточных электронных пучков в нейтральный газ, является захват и ускорение ионов на переднем фронте пучка. Это явление было открыто случайно ⁵ (см. также ⁶⁰) и наблюдалось только при токах пучка, превышающих предельный ток Альвена ($2,1$). Передний фронт таких пучков, как отмечалось выше, совпадает с фронтом ионизации газа; следовательно, и скорость захваченных электронным пучком ионов также должна совпадать со скоростью фронта ионизации газа. Наблюдавшееся явление поэтому получило название ускорения ионов волной ионизации.

Следует отметить, что ускорение ионов электронными пучками наблюдалось еще раньше ⁶¹. При работе с ионным источником были обнаружены ускоренные ионы с энергией, в несколько десятков раз превышающей приложенное напряжение, и, что самое важное, они ускорялись в направлении, противоположном приложенному напряжению. В последующих работах ⁶², ⁶³ была показана корреляция явления ускорения ионов с возникновением в плазме источника мощного электронного пучка, который, по-видимому, и ускоряет ионы, увлекая их с собой.

Механизм ускорения ионов в ионных источниках, как показано в работе ⁶⁴, аналогичен механизму ускорения ионов при инжекции сильноточных электронных пучков в нейтральный газ. Здесь мы тем не менее экспериментов с ионным источником обсуждать не будем, поскольку они являются не прямыми, а поэтому и менее наглядными.

Как уже отмечалось выше, первые эксперименты по наблюдению ускорения ионов при инжекции сильноточного электронного пучка в газ были опубликованы в работе ⁵, а затем были уточнены и расширены ⁵⁸. В этих экспериментах в дрейфовую трубку инжектировался электронный пучок с энергией $1,6$ Мэв и током ≈ 40 ка (т. е. $v/\gamma \approx 0,8$). Результаты для

Таблица II

Сорт газа.	H ₂	D ₂	He	N ₂
Давление газа, мтор	50—200	50—300	100—400	25—50
Энергия ионов, Мэв	4,8±0,9	4,7±0,7	8,9±2	20,0±7,0
Длительность импульса, нсек	3,0	5,0	10,0	10,0
Максимальный ионный ток, а	100	80	20	10

различных газов и давлений приведены в табл. II. Из этих результатов авторы делают следующие выводы:

а) Энергия ускоренных ионов в диапазоне давлений $p_0 \approx 0,05—0,2$ тор в случае He и N₂ не зависит от давления газа, а в случае H₂ и D₂ слабо зависит от давления, как это показано на рис. 10.

б) Энергия ускоренных ионов пропорциональна их заряду, $\mathcal{E}_i \sim Z$.

В указанных работах делается также вывод о том, что энергия ускоренных ионов пропорциональна квадрату тока электронного пучка.

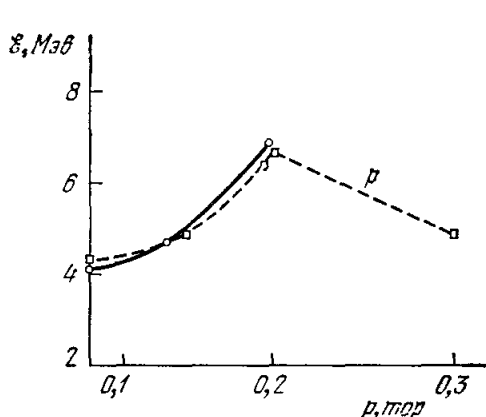


Рис. 10. Энергия ускоренных протонов (p) и дейтронов как функция давления газа.

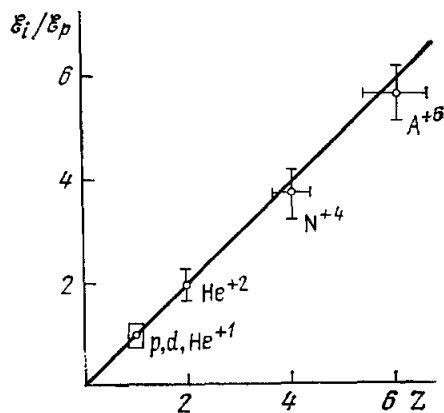


Рис. 11. Отношение энергий ионов и протонов $\mathcal{E}_i/\mathcal{E}_p$ в зависимости от заряда Z .

Этот вывод, однако, не является корректным, поскольку ток пучка в экспериментах менялся вместе с энергией электронов, о характере изменения которой, кроме самого факта, ничего не говорится. Число ускоренных ионов в этом цикле экспериментов достигало $N_i \approx 10^{13}$ ионов в импульсе, причем к. п. д. (отношение полной энергии ионов к кинетической энергии всего пучка) $\eta \approx 10^{-3}$.

Другой цикл экспериментов описан в работах ^{60, 65}, в которых использовался электронный пучок с несколько меньшей энергией, порядка 0,25—1 Мэв, но ббльшим током, порядка 100—200 ка (т. е. $v/\gamma > 2$). В этих экспериментах подтвердился вывод о пропорциональности энергии ускоренных ионов их заряду (рис. 11) и о независимости от атомного номера. Длительность импульса ускоренных ионов оказалась порядка нескольких наносекунд, причем ускоренные ионы наблюдались лишь при давлениях газа $p_0 < 1$ тор. Новым и очень важным был вывод о совпадении с экспериментальной точностью скорости ионов со скоростью

фронта ионизации газа (табл. III). Фронт этот формировался на длине порядка нескольких сантиметров от инжектора, после чего скорость

Таблица III

Сравнение скорости фронта электронного пучка со скоростью протонов, усредненное в области 0,03—0,25 тор (газ H_2)

Энергия (скорость β) электронного пучка, Мэв	Скорость фронта электронного пучка β	Средняя скорость протонов β
0,5 (0,86)	$0,046 \pm 0,005$	$0,045 \pm 0,004$
1,0 (0,93)	$0,061 \pm 0,007$	$0,061 \pm 0,002$

фронта становилась постоянной, как это видно из рис. 12. Зависимость скорости фронта ионизации от давления газа уже обсуждалась выше (см. гл. 5).

В настоящее время отсутствует сколько-нибудь строгая количественная теория, объясняющая все особенности явления ускорения ионов электронными пучками. В ряде работ^{9-11, 66-68} были предложены различные

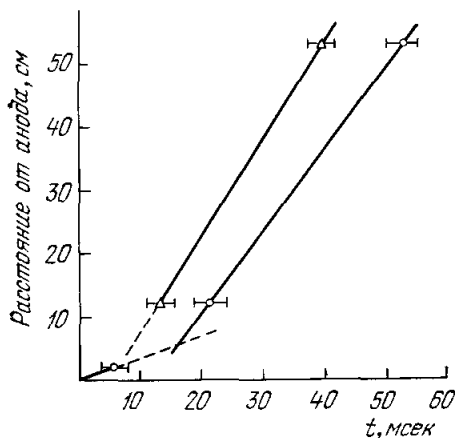


Рис. 12. Положение фронта пучка как функция времени.

ионов, образованных в результате ионизации газа, достигнет значения $n_i = \gamma^{-2} n_b$, где n_b — концентрация электронов пучка на переднем его фронте, и длится до момента наступления магнитной нейтрализации (когда прекращается сжатие пучка и вихревое электрическое поле пропадает) при плотности образованной плазмы, намного превосходящей плотность пучка. Вихревое электрическое поле при самосжатии пучка легко оценить⁶⁸:

$$E_v \approx 4 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{v}{\gamma}} f \frac{v}{\beta r_b} \text{ в/см.} \quad (6.4)$$

Скорость захваченных и ускоренных ионов в поле при этом должна быть порядка $V = eZE_v/Mv_{эфф}$, где $v_{эфф}$ — эффективная частота ионизации газа, фигурирующая в формуле (5.1). Индукционный механизм ускорения ионов возможен только в случае пучков со сверхпредельным током (т. е. $v/\gamma \gtrsim 1$), причем из условия равенства скорости ионов и скорости фронта

механизмы ускорения ионов, из которых наиболее принятыми при трактовке экспериментов на сегодняшний день являются следующие два механизма: а) индукционный механизм захвата и ускорения ионов в процессе самосжатия электронного пучка, предложенный в работе⁶⁸, б) механизм ускорения ионов электростатическим полем торможения пучка на фронте ионизации газа, предложенный в работах^{11, 15} и развитый в⁹. Здесь мы обсудим только эти два механизма.

Индукционный механизм захвата предполагает, что ионы ускоряются продольным вихревым электрическим полем, возникающим в процессе самосжатия пучка. Этот процесс начинается в момент, когда концентрация

ионизации следует, что явление ускорения имеет место в довольно узком интервале изменения давления газа, когда выполняется соотношение

$$\frac{eZ}{M} E_{\text{в}} v_{\text{эфф}}^{-1} = z_0 v_{\text{эфф}}. \quad (6.2)$$

Для типичных параметров пучка ($\gamma \approx 2-3$, $f = 1$, $v/\gamma \sim 1$, $r_b \sim 1-3$ см) имеем $E_{\text{в}} \approx (0,3-1) \cdot 10^6$ в/см. В таких полях электроны пучка резко тормозятся и могут потерять почти всю свою энергию на длине в несколько сантиметров, что согласуется с экспериментами (рис. 12) по формированию фронта пучка. В этих же полях ускоряются ионы, причем хорошо согласуется с экспериментом линейная зависимость их скорости от заряда.

Тем не менее следует отметить, что индукционный механизм ускорения ионов не всегда может иметь место; он может эффективно проявляться только при отсутствии сильного внешнего магнитного поля, превышающего собственное поле тока пучка и препятствующего его сжатию. В сильных продольных магнитных полях определяющим становится механизм ускорения ионов электростатическим полем торможения пучка^{9, 11, 15}. Согласно этому механизму ускорение ионов происходит в электростатическом поле, возникающем при торможении электронов пучка, и длится с момента инжекции до момента, пока заряд пучка не нейтрализуется ионами образованной плазмы. Поле это легко оценить по формуле

$$E_{\text{э}} = 4\pi e n_b z_0. \quad (6.3)$$

Если, далее, учесть, что время зарядовой нейтрализации по порядку величины совпадает с временем магнитной нейтрализации пучка, т. е. порядка $v_{\text{эфф}}^{-1}$, то для скорости ионов имеем оценку $V = eZE_{\text{э}}v_{\text{эфф}}^{-1}/M$, причем эффективное ускорение имеет место только при выполнении условия синфазности скорости ионов со скоростью фронта ионизации газа (ср. с (6.2)):

$$v_{\text{эфф}}^2 = \frac{eZ}{M} \frac{E_{\text{э}}}{z_0} = \frac{4\pi e^2 Z}{M} n_b. \quad (6.4)$$

Для приведенных выше параметров пучка $E_{\text{э}} \approx (0,3-1) \cdot 10^6$ в/см, т. е. поле $E_{\text{э}}$ оказывается порядка вихревого поля $E_{\text{в}}$ и приводит к торможению пучка на длине $\approx z_0$, что также неплохо согласуется с экспериментальными значениями длины формирования фронта ионизации газа. Наконец, из предположения о полной компенсации заряда электронов пучка захваченными ионами можно оценить максимальное полное число ускоренных ионов⁹:

$$N_i \approx \pi r_b^2 n_b \frac{z_0}{Z} \approx \frac{10^{12} \sqrt{I} r_b}{Z} (\gamma^{2/3} - 1)^{3/4}. \quad (6.5)$$

Эта формула дает не только правильную зависимость числа ускоренных ионов от Z , но и хорошую количественную оценку этого числа. Для типичных параметров пучка получаем $N_i \approx 10^{13}$, что хорошо согласуется с экспериментом.

Таким образом, ни одному из обсужденных механизмов ускорения ионов на сегодняшний день нельзя отдать предпочтение. Возможно, в проведенных до сих пор экспериментах проявляются оба указанных механизма. Только более тщательные экспериментальные исследования могут показать, какой из механизмов является преобладающим. С этой целью наиболее интересными нам представляются эксперименты в сильном магнитном поле, когда индукционный механизм подавлен, и эксперименты в газе с нарастающим давлением, которое должно проявиться в виде продольного замедления (согласно индукционному механизму) либо, наоборот, продольного ускорения (по электростатическому механизму) ионов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного обзора работ по исследованию динамических свойств сильнооточных релятивистских электронных пучков ясно видно, как скудны наши знания в этой области, несмотря на бурное развитие физики таких пучков за последние годы. Среди проблем, которые должны быть решены в ближайшее время, наиболее важными нам представляются следующие:

а) В гл. 3 были рассмотрены равновесные конфигурации сильнооточных электронных пучков и предельные токи, которые в таких конфигурациях достигаются. Однако на сегодняшний день, по существу, не исследован вопрос о реализации конкретных равновесных конфигураций пучков. Поэтому совершенно не ясно, могут ли те высокие значения равновесных предельных токов, которые приводились в гл. 3, быть достигнуты в реальных условиях и каким образом. Исключение составляет модель электронного пучка в дрейфовом эквипотенциальном пространстве, в которой внешнее продольное магнитное поле, намного превосходящее собственное поле тока пучка, обеспечивает прямолинейность траекторий электронов и тем самым реализацию модели.

б) Еще очень слабо изучен вопрос об устойчивости конкретных равновесных конфигураций электронных пучков. Этот вопрос в настоящее время находится в центре внимания исследователей, и можно надеяться, что в ближайшие годы он будет полностью решен. На сегодняшний день достаточно полно исследована устойчивость электронных пучков, опять-таки в модели пучка в дрейфовом эквипотенциальном пространстве; результаты исследований были изложены в гл. 4.

в) С нашей точки зрения, большое значение для развития теории имеет детальное экспериментальное исследование роли магнитного поля при инжекции сильнооточных электронных пучков в плазму. Как уже отмечалось выше, полученные до сих пор экспериментальные данные настолько разноречивы, что не позволяют сделать однозначные выводы, и тем более их невозможно сопоставить с имеющейся теорией.

г) Совершенно не изучены механизмы ионизации газа при инжекции сильнооточных электронных пучков в нейтральный газ. Мы понимаем сложность этой проблемы, но следует иметь в виду и ее принципиальную важность для многих прикладных задач с применением сильнооточных электронных пучков и, в частности, для создания сильнооточных ускорителей ионов на основе их ускорения электронными пучками. Имеющиеся на сегодняшний день попытки численного моделирования различных механизмов ионизации газа далеко не полны и неудовлетворительны.

д) Наконец, необходимо как можно скорее определить доминирующий механизм ускорения ионов сильнооточными электронными пучками. Эту задачу можно решить только экспериментальным путем, проводя отмеченные выше исследования явления ускорения в сильных продольных магнитных полях и в газе с заданным профилем изменения давления. Решение этой задачи привело бы к существенному прогрессу теории и, в конечном счете, к разработке принципов коллективного ускорения ионов.

Центральный институт электронной
физики АН ГДР,
Берлин
Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Рухадзе, Вестн. АН СССР, № 1, 49 (1972); Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, УФН **107**, 324 (1972); Проблемы теории плазмы (Труды конференции по теории плазмы), Киев, «Наукова думка», 1971, стр. 210; Природа, № 2, 46 (1973).
2. G. Benford, D. Book, сборник «Advances in Plasma Physics», N.Y., Intersci. Publ., 1971, p. 125.
3. D. Finkelstein, P. A. Sturrock, Plasma Phys., N.Y., Pergamon Press, 1961.
4. Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, УФН **103**, 609 (1971).
5. S. E. Graybill, I. R. Uglum, J. Appl. Phys. **41**, 236 (1970).
6. H. Alfven, Phys. Rev. **55**, 425 (1939).
7. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред, М., Атомиздат, 1961.
8. J. D. Lawson, J. Electron. Control **3**, 587 (1957); **5**, 146 (1958); J. Nucl. Energy **1**, 31 (1959).
9. С. Е. Росинский, А. А. Рухадзе, В. Г. Рухлин, Письма ЖЭТФ **14**, 59 (1971).
10. J. W. Poukey, N. Rostoker, Plasma Phys. **13**, 897 (1971).
11. T. G. Roberts, W. H. Bennett, ibid. **10**, 38 (1968); G. Jones, P. Spence, Report at 10th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology, San Francisco, 1969.
12. A. J. Toepfer, Phys. Rev. **108**, 1444 (1971).
13. M. Andrews et al., Phys. Fluids **13**, 1322 (1970).
14. S. Joshikawa, Phys. Rev. Lett. **26**, 295 (1971).
15. D. A. Hammer, N. Rostoker, Phys. Fluids **13**, 1831 (1970).
16. Л. Г. Бонч-Осмоловский, Ю. С. Суровец, ЖТФ **42**, 526 (1972).
17. В. С. Воронин, А. Н. Лебедев, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 5, 39 (1971).
18. A. Salati et al., Plasma Phys. **15**, 441 (1973).
19. С. Е. Росинский, В. Г. Рухлин, ЖТФ **42**, 511 (1972).
20. Дж. Пирс, Теория и расчет электронных пучков, М., ИЛ, 1956.
21. Г. Иви, сборник «Проблемы современной физики», вып. 6, М., ИЛ, 1956, стр. 5.
22. Л. С. Богданкевич, И. И. Желязков, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ **57**, 315 (1969); Intern. J. Electron. **28**, 441 (1970).
23. В. А. Годяк, Л. В. Дубовой, Г. Р. Заблоская, ЖЭТФ **57**, 1795 (1969).
24. В. С. Воронин, Ю. Г. Засуля, А. Н. Лебедев, ЖТФ **42**, 546 (1972).
25. Г. П. Будкер, АЭ **1**, 3 (1956).
26. O. Vunshat, Phys. Rev. **115**, 503 (1959).
27. Л. С. Богданкевич, Е. Е. Ловецкий, А. А. Рухадзе, Яд. синтез **6**, 9, 176 (1966).
28. А. Б. Михайловский, ЖТФ **35**, 1933 (1965).
29. М. В. Незлин, УФН **102**, 105 (1970).
30. Г. П. Мхендзе, В. И. Пулин, М. Д. Райзер, Л. Э. Цопи, ЖЭТФ **63**, 104 (1972).
31. А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг, ДАН СССР **69**, 555 (1949); D. Bohm, E. Gross, Phys. Rev. **75**, 1851 (1949); Я. Б. Файнберг, АЭ **11**, 313 (1961).
32. А. А. Веденов, Д. Д. Рютов, сборник «Вопросы теории плазмы», т. 6, М., Атомиздат, 1972, стр. 3.
33. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. И. Степанов, Коллективные колебания плазмы, М., Атомиздат, 1964.
34. В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, Волны в магнитоактивной плазме, М., «Наука», 1970.
35. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, М., Атомиздат, т. 1, 1971; т. 2, 1972.
36. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, ЖЭТФ **57**, 966 (1969).
37. Р. И. Ковтун, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ **58**, 1709 (1970).
38. И. Н. Онищенко, А. Р. Липецкий, Н. Г. Мазубарко, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, Письма ЖЭТФ **12**, 407 (1970); Plasma Phys. **14**, 597 (1972); ЖЭТФ **63**, 874 (1972).
39. J. A. V. Fainberg, Czechosl. J. Phys. **18**, 652 (1968).
40. М. Д. Райзер, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков, ЖЭТФ **53**, 1891 (1969); Л. С. Богданкевич, М. Д. Райзер, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков, ЖЭТФ **58**, 1219 (1970).
41. M. L. Andrews et al., Appl. Phys. Lett. **16**, 98 (1970).
42. J. L. Cox, W. H. Bennett, Phys. Fluids **13**, 182 (1970), J. L. Cox, L. H. Thomas, Proc. Nat. Ac. Sci. **67** (4), 31 (1970).

43. А. А. Рухадзе, В. Г. Рухлин, ЖЭТФ 61, 177 (1971).
44. R. Lee, R. N. Sudan, Phys. Fluids 14, 1213 (1971).
45. С. Е. Росинский, А. А. Рухадзе, ЖТФ 41, 2504 (1971).
46. С. Е. Росинский, А. А. Рухадзе, В. Г. Рухлин, Я. Г. Эпельбаум, ЖТФ 42, 929 (1972).
47. A. Salat et al., Plasma Phys. 15, 429 (1973); 16, 317 (1974).
48. С. Е. Росинский, В. Г. Рухлин, ЖЭТФ 64, 858 (1973).
49. L. S. Levine et al., J. Appl. Phys. 42, 1863 (1971).
50. G. Benford, B. Ecker, Phys. Rev. Lett. 27, 1765 (1971).
51. C. Stalling et al., Bull. Amer. Phys. Soc. 15, 1401 (1970); 16, 1250 (1971); Phys. Rev. Lett. 28, 653 (1972).
52. J. L. Block et al., Bull. Amer. Phys. Soc. 16, 595 (1971).
53. D. A. McArthur, J. W. Poukey, Phys. Rev. Lett. 27, 1765 (1971).
54. D. W. Swain, J. Appl. Phys. 43, 396 (1972).
55. S. Putnam, Report at the 11th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology, Boulder, Colorado, 1971.
56. P. A. Miller et al., J. Appl. Phys. 43, 3001 (1972).
57. S. E. Graybill, S. V. Nablo, Appl. Phys. Lett. 8, 18 (1966).
58. S. E. Graybill, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 438 (1971).
59. J. R. Uglum et al., Proc. of 10th Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest, 1969, p. 574.
60. J. Rander, B. Ecker, G. Uonas, Phys. Rev. Lett. 24, 283 (1970). I. Rander, ibid. 25, 893.
61. А. А. Плюто, ЖЭТФ 39, 1589 (1960).
62. А. А. Плюто, П. Е. Белецов, Е. Д. Корон, Г. П. Мхеидзе, В. Н. Рыжков, К. В. Суладзе, С. М. Темчин, Письма ЖЭТФ 6, 540 (1962); ЖТФ 41, 952 (1971); 42, 2074 (1972); 43, 1627 (1973).
63. Г. П. Мхеидзе, Е. Д. Корон, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 9, 19 (1970); ЖТФ 41, 873 (1971).
64. G. Uonas, Симпозиум по коллективным методам ускорения, Дубна, 1972, стр. 137.
65. J. Rander et al., Report at the Conference on Ion Acceleration Experiment with Interior Electron Beams, 1971.
66. I. W. Wachtel, B. J. Eastland, Bull. Amer. Phys. Soc. 14, 1047 (1969).
67. W. O. Dogget, W. H. Bennett, W. G. State, ibid., p. 1048.
68. S. D. Putnam, Phys. Rev. Lett. 25, 1129 (1970).
69. K. Ikuta, J. Phys. Soc. Japan, 32, 1132; 33, 1436 (1972).
70. S. Karetanakos et al., Phys. Rev. Lett. 30, 1303 (1973).
71. W. Carmel, H. Nation, ibid. 31, 286.
72. А. В. Тимофеев, УФН 102, 185 (1970).
73. А. А. Иванов, Л. И. Рудаков, ЖЭТФ 58, 1332 (1970).
74. E. S. Weibel, Phys. Rev. Lett. 2, 83 (1959); В. Г. Маханьков, А. А. Рухадзе, Яд. синтез 2, 4 (1963).
75. Л. М. Аносова, Л. М. Горбунов, ЖТФ 43, 1620 (1973).
76. G. Benford, Plasma Phys. 15, 483 (1973).
77. R. Lee, H. Lampe, Phys. Rev. Lett. 31, 1390 (1973).
78. T. Roberts, W. Bennett, Plasma Phys. 10, 38 (1968).
79. Е. В. Ростомян, А. А. Рухадзе, В. Б. Семиков, ЖЭТФ 67 (2) (1974).
80. F. Winterberg, Bull. Amer. Phys. Soc. 15, 1453 (1970); R. McCorkle, W. Bennett, Plasma Phys. 13, 1153 (1971);
81. С. Е. Росинский, Е. В. Ростомян, А. А. Рухадзе, В. Г. Рухлин, ЖЭТФ 66, 1350 (1974).
82. R. Lovelace, R. Sudan, Phys. Rev. Lett. 27, 1256 (1971).
83. M. V. Babykin, E. K. Zavoiskii, A. A. Ivanov, L. I. Rudakov, Proc. of 4th Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion, Madison, USA, 1974.
84. A. Toepfer, J. Poukey, Phys. Fluids, 16, 1546 (1973).
85. А. Т. Алтынецов и др., Письма ЖЭТФ 13, 197 (1971); Ю. И. Абрашитов и др., ibid. 18, 83 (1973).
86. G. Benford, B. Ecker, Phys. Rev. Lett. 26, 19 (1971); 28, 10 (1972).
87. S. Putnam, Bull. Am. Phys. Soc. 17, 100 (1972); G. Benford, B. Ecker, I. Guillory, ibid., p. 101.
88. Л. И. Рудаков, В. П. Смирнов, А. М. Спектор, Письма ЖЭТФ 15, 540 (1972).
89. А. В. Агафонов, А. Н. Лебедев, ЖТФ 42, 432 (1972).
90. R. McCorkle, W. Bennett, J. Phys. A5 524 (1972).