

533.922

**ИОННО-ПУЧКОВАЯ ПЛАЗМА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ
ИНТЕНСИВНЫХ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ***М. Д. Габович*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	259
2. Компенсация объемного заряда ионных пучков	260
а) Способы компенсации ионных пучков, ионно-пучковая плазма (260).	
б) Нарушение компенсации вследствие ухода нейтрализующих частиц вдоль пучка (263). в) Динамическая декомпенсация ионных пучков (263).	
г) Самодекомпенсация пучков положительных ионов вследствие кулоновских столкновений ионов с электронами (264). д) Декомпенсация синтезированного ион-электронного пучка (266).	
3. Коллективные процессы в ионно-пучковой плазме	267
а) Электронные лэнгмюровские колебания ионно-пучковой плазмы (267).	
б) Ионные колебания ионно-пучковой плазмы (270). в) Коллективные колебания синтезированной ион-ионной плазмы (273). г) Неустойчивость ионно-пучковой плазмы в магнитном поле (275).	
4. Распространение и фокусировка компенсированных ионных пучков	276
а) Расплывание стабильных компенсированных пучков положитель- ных ионов (276). б) Оптимальная фокусировка компенсированных пучков положительных ионов (277). в) Транспортировка ионного пучка в потенциа- льной яме электронного объемного заряда (278). г) Влияние коллективных процессов на распространение компенсированных ионных пучков (279).	
5. Заключение	281
Цитированная литература	282

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение интенсивных ионных пучков сопровождается их расплыванием вследствие взаимного расталкивания ионов. Для ослабления этого эффекта используется компенсация (нейтрализация) собственного объемного заряда пучка зарядами другого знака, в результате чего образующаяся система представляет собой, по сути, специфическую «ионно-пучковую» плазму (и.-п. плазму). В связи с широким применением ионных пучков в науке и технике¹⁻⁵ и большим объемом новых сведений о физических явлениях в компенсированных ионных пучках в настоящее время уже представляется возможным и целесообразным подвести некоторые итоги развития этого раздела физики плазмы — физики и.-п. плазмы. Последнее и является задачей настоящего обзора, в котором рассматриваются:

а) Процесс компенсации ранее сформированных и ускоренных протяженных ионных пучков, который приводит к установлению некоторого остаточного радиального электрического поля. В частности, обращается внимание на несовершенство прежних представлений о процессе компенсации стабильного ионного пучка, а именно на то, что минимальное остаточ-

ное поле связано с кулоновским взаимодействием ионов пучка с нейтрализующими электронами.

б) Коллективные процессы в неустойчивой и.-п. плазме, которым в обзоре уделяется большое внимание. В последние годы экспериментально изучены, помимо линейной стадии развития различных ветвей колебаний, соответствующие нелинейные эффекты.

в) Некоторые актуальные вопросы распространения компенсированных ионных пучков — вопросы, которые ранее рассматривались только применительно к однокомпонентным пучкам⁶ или не рассматривались вовсе (влияние коллективных процессов и кулоновских столкновений на транспортировку пучков).

2. КОМПЕНСАЦИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ИОННЫХ ПУЧКОВ

а) Способы компенсации ионных пучков, ионно-пучковая плазма

Компенсация объемного заряда ионных пучков может осуществляться: 1) зарядами, образующимися при ионизации ионным пучком атомов разреженного газа, через который проходит пучок («самокомпенсация» или «газовая» компенсация); 2) зарядами, введенными в пучок извне, в частности, путем совмещения ионного пучка с ранее сформированным и ускоренным пучком частиц другого знака («принудительная» компенсация или образование синтезированных пучков, синтезированной плазмы).

Процессы газовой компенсации пучков положительных и отрицательных ионов⁷⁻⁹ существенно отличаются друг от друга. При прохождении пучка положительных ионов через остаточный газ или газ, который специально введен в ионнопровод для осуществления компенсации, в единице объема за единицу времени образуется $v_e = n_b v_b n_a \sigma_e$ электронов; здесь n_b и v_b — концентрация и скорость ионов пучка, n_a — концентрация атомов газа, σ_e — сечение образования электронов. Одновременно образуется $v_{pi} = n_b v_b n_a \sigma_{pi}$ медленных ионов, где σ_{pi} — соответствующее сечение. При относительно малом давлении газа (когда концентрация атомов значительно меньше величины, определяемой приведенной ниже формулой (1.5)) концентрация медленных ионов мала и моделью образующейся и.-п. плазмы может служить «холодный» ионный пучок, остаточную потенциальную яму которого заполняет электронный газ с максвелловским распределением скоростей, соответствующим температуре T_e , и концентрацией, удовлетворяющей условию квазинейтральности

$$n_e \approx n_b. \quad (1.1)$$

Условием плазменного состояния, наряду с (1.1), является неравенство

$$d_e = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}} \ll R, \quad (1.2)$$

где d_e — дебаевская длина, R — радиус пучка. Обозначая ток пучка $I_b = en_b v_b \pi R^2$, можно из (1.2) получить эквивалентное условие

$$\frac{I_b}{v_b} \gg \frac{T_e}{e}, \quad (1.3)$$

означающее, что и.-п. плазма образуется при прохождении пучка лишь такой интенсивности, при которой радиальный перепад потенциала до компенсации $\Delta\phi_b = I_b/v_b$ значительно превышает величину T_e/e . С ростом давления газа условие (1.1) заменяется условием

$$n_e \approx n_b + n_{pi}, \quad (1.4)$$

и система представляет собой ионный пучок, проходящий через образованную им двухкомпонентную плазму, состоящую из электронного газа и медленных ионов с концентрацией n_{pi} , сравнимой с концентрацией других заряженных частиц; этим медленным ионам лишь условно приписывается некоторая «температура» T_{pi} . Такая плазма образуется, например, при прохождении ионного пучка через перезарядную камеру: пучки с током 1—10 а создают на входе в камеру плазму с $n_{pi} \approx 5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 1 \text{ эв}$, по мере удаления от источника ионов концентрация уменьшается, а температура электронов по невыясненной причине значительно возрастает^{10, 11}.

Важно заметить следующее. Если $f(v_e)$ и $f(v_{pi})$ — функции распределения скоростей электронов и ионов при их образовании, то соответствующие средние скорости равны

$$\bar{v}_e = \int_0^{\infty} f(v_e) v_e dv_e / \int_0^{\infty} f(v_e) dv_e,$$

$$\bar{v}_{pi} = \int_0^{\infty} f(v_{pi}) v_{pi} dv_{pi} / \int_0^{\infty} f(v_{pi}) dv_{pi}.$$

По крайней мере вследствие того, что $\bar{v}_{pi} < \bar{v}_e$ и $v_{pi} \geq v_e$, газовая компенсация свободно распространяющихся пучков положительных ионов может лишь уменьшить величину электрического поля, вызывающего распыливание этих пучков; изменение знака поля невозможно. В то же время при компенсации пучка отрицательных ионов, когда нейтрализующими частицами являются медленные положительные ионы, увеличение концентрации атомов выше определенной величины

$$n_{a0} = \frac{2\bar{v}_{pi}}{Rv_b\sigma_{pi}} \quad (1.5)$$

приводит к изменению знака потенциала и соответствующего радиального электрического поля, а следовательно, и к осуществлению «газовой» фокусировки этого пучка⁹. К сожалению, такая фокусировка происходит при $n_a > n_{a0}$, когда длина среднего свободного пробега для процесса отщепления электрона от отрицательного иона $\lambda_{\bar{1},0}$, удовлетворяет неравенству

$$\lambda_{\bar{1},0} < \frac{Rv_b\sigma_{pi}}{2\bar{v}_{pi}\sigma_{\bar{1},0}}, \quad (1.6)$$

и заметная часть ионов теряет свой заряд при столкновениях с атомами. Для и.-п. плазмы, образованной компенсацией пучка отрицательных ионов, условия квазинейтральности, соответствующие (1.1) и (1.4), принимают вид

$$n_{pi} \approx n_b \quad (1.7)$$

и

$$n_{pi} \approx n_b + n_e. \quad (1.8)$$

Другой способ компенсации — принудительная компенсация^{12, 13} — осуществляется с использованием какого-либо из известных видов эмиссии заряженных частиц твердым телом или эмиссии частиц плазмой, в частности, холодной плазмой, образуемой при ионизации атомов цезия на поверхности накаливаемого тела¹⁴. Широкое распространение получила система с принудительной компенсацией в виде синтезированного пучка, состоящего из взаимодействующих пучков ионов и электронов, движущихся

в одном направлении. При равенстве концентраций и скоростей компонентов ион-электронного пучка осуществляется не только компенсация объемного заряда, но и требуемая во многих случаях компенсация по току. Для равенства скоростей ионов и электронов соответствующие ускоряющие разности потенциалов должны быть связаны соотношением $\Phi_b/\Phi_e = M/m$. Необходимое совмещение ионного и электронного пучков достигается: размещением на пути ионов нейтрализатора — закаливаемого эмиттера электронов^{13, 15-17} (рис. 1), пропуском электронного пучка

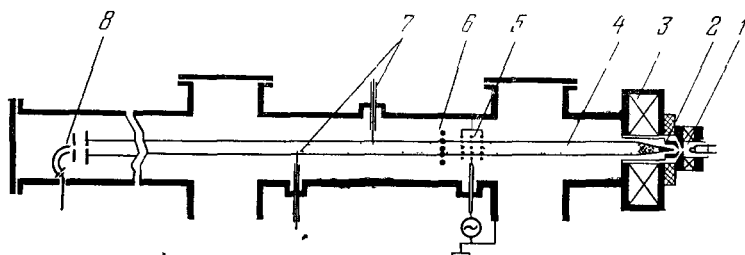


Рис. 1. Установка для исследования компенсации ионных пучков и коллективных колебаний в и.-п. плазме.

1 — дуоплазмотрон, 2 — экстрактор, 3 — магнитная линза, 4 — ионный пучок, 5 — модулятор, 6 — нейтрализатор, 7 — зонды, 8 — анализатор ионов по энергиям.

сквозь источник ионов^{18, 19}, поворотом частиц в магнитных полях с выходом траекторий на линию совмещения пучков²⁰, созданием встречных пучков электронов и ионов²¹.

Особым видом синтезированной плазмы является ион-ионный пучок²², образуемый совмещением пучков положительных и отрицательных ионов равной энергии, скорости и плотности. Путем пропускания положительных ионов через перезарядную камеру также можно было получить аналогичный ион-ионный пучок, но с небольшими токами компонентов²³. Ион-ионный пучок использован как модель для проверки теории нелинейного взаимодействия пучков заряженных частиц²⁴, а успехи в создании интенсивных источников отрицательных ионов²⁵⁻²⁷ делают вероятным применение этого пучка и для инжекции быстрых частиц в магнитные ловушки²⁸.

Параметры некоторых компенсированных ионных пучков

	По ²⁹	По ³⁰	По ³¹	По ³²
Энергия пучка, кэВ	40	600	25	35
Ток пучка, ма	50 (H ₂ ⁺)	100 (H ₂ ⁺)	600 (H ₁ ⁺)	15 (He ⁺)
Плотность тока, ма/см ²	4	5	2	500
Расстояние до места измерения, см	300	200	350	50
Концентрация ионов пучка, см ⁻³	1,2 · 10 ⁸	0,4 · 10 ⁸	0,6 · 10 ⁸	2 · 10 ¹⁰
Дебаевская длина, см	~ 10 ⁻¹	~ 10 ⁻¹	~ 10 ⁻¹	~ 10 ⁻²
Электронная лэнгмюровская частота, сек ⁻¹	10 ⁸	6 · 10 ⁷	7 · 10 ⁷	10 ⁹
Ионная лэнгмюровская частота, сек ⁻¹	1,7 · 10 ⁶	10 ⁶	1,6 · 10 ⁶	1,2 · 10 ⁷

В таблице приведены параметры некоторых протяженных ионных пучков, распространяющихся при относительно низком давлении газа в свободном от внешних полей пространстве; пучки фокусировались маг-

нитной линзой. Из анализа таблицы следует, что из-за неполной компенсации достижимая плотность тока протяженных пучков относительно невелика и падает с увеличением их длины. Причины неполной компенсации обсуждаются в последующих разделах.

б) Нарушение компенсации вследствие ухода нейтрализующих частиц вдоль пучка

Уходу электронов вдоль пучка, как одной из причин нарушения газовой компенсации, благоприятствуют электрические поля, существующие в области первичного формирования и ускорения. Для предотвращения этого явления используют ускоряюще-тормозящие системы формирования ионного пучка, фокусирующие магнитные линзы или поперечное магнитное поле ^{29, 33}.

в) Динамическая декомпенсация ионных пучков

Явление динамической декомпенсации ^{7, 34-36} — возникновение переменного потенциала, вызывающего распыление ионного пучка, — связано с пульсациями ионного тока и является следствием превышения скорости нарастания этого тока над скоростью накопления нейтрализующих электронов. Время накопления последних до осуществления равенства (1.4), а следовательно, время компенсации пучка положительных ионов ^{7, 30, 31}, определяется из равенства

$$v_e \tau_k \approx n_b, \quad \tau_k \approx \frac{1}{v_b n_a \sigma_e} \cdot \tag{1.9}$$

Динамическая декомпенсация наступает при достаточно высокой частоте пульсаций ионного тока $f \gtrsim 1/\tau_k$. При очень высокой частоте, когда накопление электронов в течение периода колебаний мало, переменная составляющая перепада потенциала определяется формулой

$$\Delta \tilde{\varphi} = \Delta \varphi_b \cdot \mu, \tag{1.10}$$

где $\mu = \Delta I_b / I_b$ — относительная величина пульсаций тока.

Во многих устройствах динамическая декомпенсация является определяющим эффектом. Часто она усугубляется тем, что пульсации плотности тока на границе плазмы источника ионов (пульсации тока ионного пучка) вызывают периодическое изменение формы этой плазменной границы и соответствующее изменение свойств первичной ионно-оптической системы. Исследование распространения пучков в поперечном магнитном поле ^{7, 34-36} показало, что происходящее в этих условиях уменьшение или нарастание плотности тока в определенных зонах пучка сопровождается либо уходом избыточных электронов, либо появлением избыточного положительного заряда, и приводит к усилению действия колебаний ионного тока (коэффициент усиления $K = \Delta j / j \mu$). Уменьшение амплитуды колебаний в источниках ионов, а также уменьшение коэффициента K путем выбора оптимального режима работы ионно-оптической системы, включающей плазменную границу, позволило, например, существенно увеличить производительность электромагнитных сепараторов.

Импульсный режим с длительностью существования пучка $\tau < \tau_k$ используется, в частности, для того чтобы, работая при относительно высоком давлении газа, моделировать процесс принудительной компенсации в условиях сверхвысокого вакуума ³⁷.

г) Самодекомпенсация пучков
положительных ионов
вследствие кулоновских столкновений ионов
с электронами

Соответствующий выбор источников ионов и их совершенствование в ряде случаев позволяет снизить глубину модуляции ионных пучков, поэтому естественно возникает вопрос о достижимой степени компенсации таких стабильных пучков. При рассмотрении этого вопроса ранее использовалось^{8, 38} уравнение баланса компенсирующих электронов

$$v_e \beta \pi R^2 = 2\pi R \frac{n_e v_e}{4} \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi_K}{T_e}\right); \quad (1.11)$$

здесь β — относительное количество тех образуемых при ионизации электронов, которые, не имея достаточной энергии для того, чтобы непосредственно покинуть пучок, захватываются равновесной остаточной потенциальной ямой последнего; $\Delta\varphi_K$ — глубина ямы. Из (1.11) следует часто приводимая в литературе формула типа

$$\Delta\varphi_K = \frac{T_e}{e} \ln \eta, \quad (1.12)$$

которая, однако, не является корректной по следующим причинам:

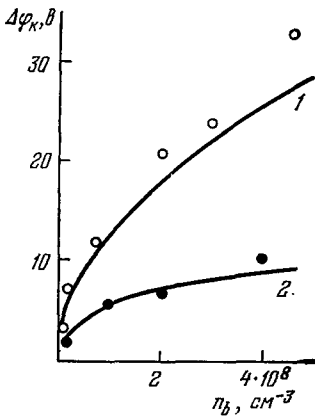


Рис. 2. Зависимости радиального перепада потенциала в компенсированном ионном пучке с током 20 ма и энергией 23 кэв от концентрации ионов H_2^+ .

Кривая 1 — давление газа $p = 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., 2 — $p = 1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

1) Положенный фактически в основу вывода (1.12) механизм поддержания стационарного состояния — обмен энергией между электронами, находящимися в яме, и уход их за счет «хвоста» максвелловского распределения скоростей — немыслим без источника дополнительной энергии, передаваемой электронному газу. Правильное решение задачи возможно лишь при использовании наряду с уравнением баланса частиц и уравнения баланса энергии³⁹. Попытка учета последнего сделана также в работе⁴⁰. Однако вследствие неверности составленного уравнения баланса частиц и в этом случае получена ошибочная формула (1.12).

2) Формула (1.12) противоречит экспериментальным данным: она не предсказывает наблюдаемой зависимости $\Delta\varphi_K$ от плотности пучка (рис. 2); в противоречии с (1.12) при переходе от одного сечения пучка к другому $\Delta\varphi_K$ может существенно измениться, в то время как соответствующее изменение T_e незначительно.

Указанным дополнительным источником энергии является сам ионный пучок. Механизм поддержания стационарного состояния с конечной величиной $\Delta\varphi_K$ состоит в том, что при кулоновских столкновениях ионов пучка с захваченными ямой электронами последние получают дополнительную энергию и поэтому уходят из пучка. Минимальная энергия, которую необходимо вводить за единицу времени в компенсированный пучок радиусом R и длиной L , чтобы все захваченные электроны могли покидать яму, равна

$$\mathcal{E} = L \int_0^R 2\pi\xi d\xi \int_0^{e\varphi(\xi)} f(\varepsilon) (e\varphi - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (1.13)$$

Для $f(\epsilon)$, характеризующей распределение по энергиям образующихся электронов $\left(\int_0^\infty f(\epsilon) d\epsilon = \nu_e\right)$, используем выражение $f(\epsilon) \sim 1/(\epsilon + \epsilon_i)^2$, получающееся из классической теории ионизации Томсона ($\epsilon_i = e\phi_i$ — энергия ионизации атома), а форму потенциальной ямы аппроксимируем функцией

$$\varphi(\xi) = \Delta\varphi_K \left(1 - \frac{\xi^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.14)$$

Из известного выражения для потери энергии ионного пучка, проходящего через электронный газ ⁴¹, определяется энергия, передаваемая этому газу в единицу времени,

$$Q_{кул} = \frac{\alpha n_b n_e e^4 \pi R^2 L}{m v_b} \quad (1.15)$$

где $\alpha = 4\pi \ln(m^{3/2} v_b^3 / 1,78 \pi^{1/2} n_e^{1/2} e^3)$.

Энергией, передаваемой электронному газу образующимися при ионизации быстрыми электронами (не захватываемыми потенциальной ямой), можно пренебречь по сравнению с энергией $Q_{кул}$, передаваемой непосредственно ионами пучка. Ведь отношение потока этих быстрых электронов в пучке длиной L к ионному потоку по крайней мере меньше величины $n_b v_b n_a \sigma_i L / n_b v_b$, которая в характерных условиях эксперимента значительно меньше единицы. Искомую величину $\Delta\varphi_K$ можно получить из равенства $\xi = Q_{кул}$ и условия квазинейтральности (1.4), в котором для усредненной по сечению концентрации медленных ионов использовано выражение

$$n_{pi} = \frac{n_b v_b n_a \sigma_{pi} R}{2v_{pi}} \quad (1.16)$$

полученное из соответствующего уравнения баланса. Средняя скорость медленных ионов v_{pi} зависит как от их начальной энергии, так и от поля в пучке. Величина σ_{pi} включает в себя сечение перезарядки и ионизации. При хорошей компенсации, когда $\Delta\varphi_K < \phi_i$, глубина потенциальной ямы описывается выражением

$$\Delta\varphi_K \approx \sqrt{\frac{3\alpha}{e}} \sqrt{\frac{M_b}{m}} \sqrt{\frac{\phi_i}{k\phi_b}} \left(\frac{1}{n_a \sigma_e} + \frac{v_b \sigma_{pi} R}{2v_{pi} \sigma_e}\right) \sqrt{n_b} \quad (1.17)$$

Измерение радиального перепада потенциала в фокусируемом ионном пучке, проходящем через газ, позволило сопоставить рассчитанные зависимости $\Delta\varphi_K = \Phi(R, n_a, n_b)$ с экспериментальными данными и установить их удовлетворительное согласие ⁴² (см. рис. 2). Таким образом, явление самодекомпенсации пучка положительных ионов вследствие кулоновских столкновений с компенсирующими электронами получило экспериментальное подтверждение.

В пучке отрицательных ионов с перекомпенсированным объемным зарядом (при $n_a > n_{a0}$) аналогичные кулоновские столкновения также способствуют уходу электронов, но это, наоборот, благоприятствует стягиванию пучка возникающим в нем избыточным положительным объемным зарядом. Перепад потенциала в перекомпенсированном пучке отрицательных ионов может быть оценен с помощью формулы (1.17) после замены стоящей там суммы величиной $\sqrt{1 - (n_{a0}/n_a)} / \sqrt{n_a} \sqrt{\sigma_e + \sigma_{T,0}}$; при прохождении пучка ионов H^- через криптон наблюдаемый перепад потенциала составляет несколько вольт.

Укажем еще на один механизм декомпенсации — уход компенсирующих электронов после рекомбинации их с ионами, который не требует дополнительной энергии. Соответствующее время жизни электрона в потенциальной яме пучка составляет $\tau_r = (\alpha_r n_{pi} + \alpha'_r n_b)^{-1}$ где α_r — коэффициент рекомбинации. Отношение этого времени к времени жизни, определяемому процессом получения энергии при кулоновских столкновениях, равно

$$\theta = \frac{\tau_r}{\tau_{кул}} = \frac{\alpha n_b e^3}{(\alpha_r n_{pi} + \alpha'_r n_b) m v_b \Delta \varphi_k}. \quad (1.18)$$

Численные оценки показывают, что в характерных условиях эксперимента, даже при возможности диссоциативной рекомбинации, величина $\theta \gg 1$. Таким образом, по сравнению с декомпенсацией из-за кулоновских столкновений значение этого процесса невелико.

д) Декомпенсация синтезированного ион-электронного пучка

В идеальной модели синтезированной плазмы, состоящей из холодных пучков ионов и электронов с равными во всем сечении концентрациями и скоростями, не должно быть радиального электрического поля. Однако если принять во внимание конечную величину электронной температуры T_e , то даже в том случае, когда полное число положительных ионов на единицу длины пучка равно соответствующему числу электронов, часть последних находится вне ионного остова синтезированного пучка, и в нем следует ожидать возникновения такого поля. Радиальный перепад потенциала в рассматриваемом пучке равен ^{15, 44}

$$\Delta \varphi_{i, e} = \sqrt{\frac{2 I_b T_e}{v_b e}}, \quad (1.19)$$

где I_b — ток ионного компонента, равный электронному току, v_b — скорость электронов и ионов. Формула (1.19) согласуется с численным решением ⁴⁵ уравнений самосогласованного поля для модели с конечными фазовыми объемами пучков ионов и электронов. Из этого решения следует, что по мере распространения пучков изменяется конфигурация фазовых объемов; наиболее существенным оказывается изменение фазового объема электронного пучка, эквивалентное увеличению температуры электронов и выход последних за пределы ионного остова.

Эксперименты с ион-электронным пучком, состоящим из ионов гелия с энергией 20—30 кэВ и электронов равной скорости, показали ¹⁵, что вытекающая из (1.19) зависимость $\Delta \varphi_{i, e} = f(I_b)$ находится в количественном соответствии с экспериментальными данными, если T_e принять равной не температуре нейтрализатора, а непосредственно измеряемой фактической температуре электронного газа; это согласуется и с выводами работы ⁴⁵.

Не останавливаясь на результатах работ ⁴⁶⁻⁴⁸, рассматривающих существование стационарных решений для распределения потенциала вдоль ион-электронного потока, обратим внимание лишь на фигурирующий в этих работах параметр $\chi = \bar{v}_{Te}/v_b$ — отношение средней тепловой скорости электронов к скорости ионного пучка. Формула (1.19) применима лишь в случае $\chi \ll 1$, когда электроны, как и ионы, движутся с малым разбросом скоростей в виде пучка. В тех же случаях, когда $\chi \gtrsim 1$, пучок более эффективно нейтрализуется электронным газом, образуемым вслед-

ствии отражения части электронов электрическим полем, устанавливаемым вдоль пучка ⁴⁹.

Поперечное магнитное поле, действующее на ион-электронный пучок, вызывает в нем разделение зарядов, возникновение электрического поля, а также нарушение компенсации по току ¹⁹.

3. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЕ

Теоретические работы, касающиеся взаимодействия заряженных частиц с плазмой ⁵⁰⁻⁵⁶, позволяют, в частности, сделать вывод о неустойчивости быстрых компенсированных ионных пучков, скорость которых превышает среднюю тепловую скорость электронов, т. е. о неустойчивости типичной и.-п. плазмы. Ниже мы ограничимся рассмотрением коллективных колебаний в последней. Интерес к этим исследованиям связан, естественно, не только с тем, что поля, возникающие при возбуждении коллективных колебаний в компенсированных ионных пучках, влияют на транспортировку и фокусировку последних, но и с широким кругом вопросов физики плазмы.

а) Электронные лэнгмюровские колебания ионно-пучковой плазмы

Дисперсионное уравнение, описывающее продольные резонансные электронные колебания ($\omega_e/k \approx v_b$, $k = k_z$) однородной системы, состоящей из плазмы и проходящего через нее быстрого холодного ионного пучка, имеет вид

$$1 - \frac{\omega_e^2}{\omega^2} - \frac{\alpha \omega_e^2}{(\omega - k_z v_b)^2} = 0, \tag{2.1}$$

где $\alpha = (\omega_b/\omega_e)^2 \equiv n_b m/n_e M_b \ll 1$, $\omega_b = \sqrt{4\pi n_b e^2/M_b}$ и $\omega_e = \sqrt{4\pi n_e e^2/m}$ — лэнгмюровские частоты ионов пучка и электронов плазмы. Из решения (2.1) следует, что максимальный инкремент равен

$$\gamma = 3^{1/2} 2^{-4/3} \omega_e \left(\frac{\omega_b}{\omega_e} \right)^{2/3}, \tag{2.2}$$

а частоте колебаний $\omega \approx \omega_e$. Для и.-п. плазмы, образованной в достаточно разреженном газе, можно воспользоваться условием квазинейтральности (1.1), и выражение (2.2) несколько упрощается:

$$\gamma = 3^{1/2} 2^{-4/3} \omega_e \left(\frac{m}{M_b} \right)^{2/3}. \tag{2.3}$$

Критерий применимости использованного выше приближения холодного ионного пучка получается из условия $|(\omega/k) - v_b| \gg v_{Tb}$:

$$\frac{v_b}{v_{Tb}} \gg 2^{4/3} \left(\frac{M_b}{m} \right)^{1/3}. \tag{2.4}$$

В соответствии с теорией в и.-п. плазме, образованной проходящим через газ ионным пучком, наблюдаются ⁵⁷⁻⁵⁹ колебания с частотой ω_e (в спектре колебаний — рис. 3, а — этой частоте соответствует максимальная амплитуда) и фазовой скоростью, близкой к скорости пучка; амплитуда колебаний экспоненциально нарастает вдоль направления движения ионов, а рассчитанный по формуле (2.3) инкремент хотя и несколько отличается от вычисленного по экспериментальным данным, но близок к нему. Неоднозначность результатов первого этапа исследований ^{60, 61} была, по-видимому, связана с малой величиной инкремента (2.3) и недостаточной

протяженностью исследованных тогда пучков, а также с возможностью возбуждения колебаний близких частот сопутствующими электронными потоками. Так, например, в дальнейшем было показано⁵⁸, что при соответствующем потенциале коллектора, когда навстречу ионному пучку распространяется электронный пучок, возникающий за счет ионно-электронной эмиссии этого коллектора, обнаруживаются колебания с меньшей частотой (меньше ω_e) и большей амплитудой; последняя нарастает в направлении, противоположном направлению движения ионов. Различие

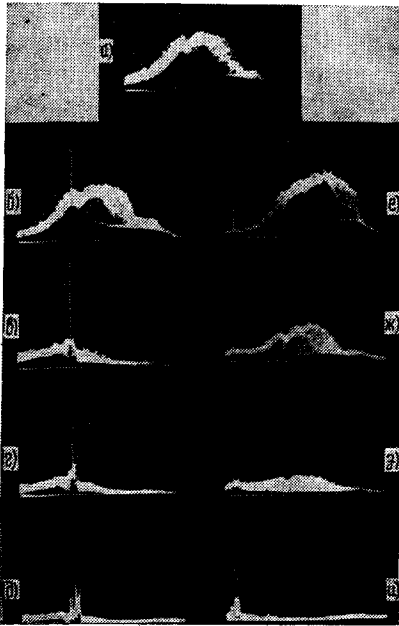


Рис. 3. Влияние модуляции ионного пучка на спектр возбуждаемых электронных колебаний.

Спектр: а) амплитуда модуляции $\varphi_m = 0$, б) $\varphi_m = 14$ в, в) $\varphi_m = 34$ в, г) $\varphi_m = 50$ в, д) $\varphi_m = 70$ в, е) $\varphi_m = 20$ в, $f = 20$ Мгц, ж) $\varphi_m = 50$ в, з) $\varphi_m = 100$ в, и) $\varphi_m = 150$ в.

с электронным фоном, а не с чисто кинематическим фазовым группированием ионов при модуляции пучка.

Высокочастотные колебания возбуждаются и в синтезированном ион-электронном пучке⁶⁵. На рис. 4 приведены спектры колебаний, полученные при различных потенциалах коллектора. В том случае, когда потенциал коллектора близок к потенциалу эмиттера электронов и последние не имеют направленной скорости, в соответствии с (2.1) возбуждаются колебания с плазменной электронной частотой (рис. 4, а). При плавающем потенциале коллектора, когда скорости ионов v_{bi} и электронов v_{be} равны, колебания, как и следовало ожидать, отсутствуют (рис. 4, б). При дальнейшем повышении потенциала, когда скорость электронов значительно превышает скорость ионного пучка, возбуждаются колебания с частотой ниже плазменной частоты электронного пучка (рис. 4, в); последнее согласуется с тем, что при $v_{be} \gg v_{bi}$ частота \sim колебаний должна приближаться к частоте бунемановских колебаний $\omega = 2^{-4/3} \omega_{be}^{1/3} \omega_{bi}^{2/3}$, которая меньше ω_{be} .

частот электронных колебаний, возбуждаемых в этом эксперименте электронным и ионным пучками, объяснялось влиянием ограниченности системы — тем, что из-за большой скорости электронов для первого пучка $kR < 1$, в то время как для второго — $kR > 1$. Непосредственным доказательством влияния радиальной ограниченности реальной и.-п. плазмы на параметры возбуждаемых колебаний являются результаты экспериментов с компенсированным пучком отрицательных ионов⁶². Электронные колебания возбуждаются при повышении концентрации атомов ($n_a > n_{a0}$) на пути такого пучка, когда обращение знака потенциала в нем приводит к накоплению электронов. При $kR < 1$ уменьшение радиуса пучка, осуществляемое с помощью прищипывающей диафрагмы, вызывает резкое уменьшение частоты и амплитуды возбуждаемых электронных колебаний.

Пространственное усиление колебаний в и.-п. плазме при начальной модуляции ионного пучка установлено в работах^{63, 64}. Наложение слабого поперечного магнитного поля, влияющего на электроны, приводит к уменьшению усиления и, следовательно, последнее действительно связано с коллективным взаимодействием ионного пучка

Возбуждение колебаний в синтезированной ион-электронной плазме приводит к выравниванию скоростей электронов и ионов^{16, 65} (выравниванию токов компонентов).

Наибольший интерес представляет определение нелинейных эффектов, ограничивающих амплитуду колебаний. Если при прохождении электронных пучков через плазму основным нелинейным эффектом, приводящим к ограничению амплитуды волны, является фазовое груширование электронного пучка и захват образуемых сгустков ее полем⁶⁶⁻⁷⁰, то в и.-п. плазме таким эффектом является захват полем волны компенсирующих электронов⁵⁹. Захват холодных плазменных электронов должен происходить при амплитуде волны

$$\tilde{\varphi}_{\max} = \frac{mv_b^2}{4e} = 0,5 \frac{m}{M_b} \varphi_b, \quad (2.5)$$

которая в и.-п. плазме с энергией ионов $e\varphi_b$, например, в десятки кэВ составляет всего несколько вольт. Не останавливаясь на возможности непосредственного экспериментального обнаружения в и.-п. плазме захваченных электронов⁷¹, укажем на то, что существование этого эффекта подтверждается исследованием распределения вдоль и.-п. плазмы основной гармоники потенциала $\tilde{\varphi}$, измеряемой изолированным от плазмы зондом⁵⁹. С увеличением напряжения φ_m , модулирующего ионный пучок (способ модуляции указан на рис. 1), наблюдаемое ограничение $\tilde{\varphi}$ наступает на меньшем расстоянии от модулятора (рис. 5);

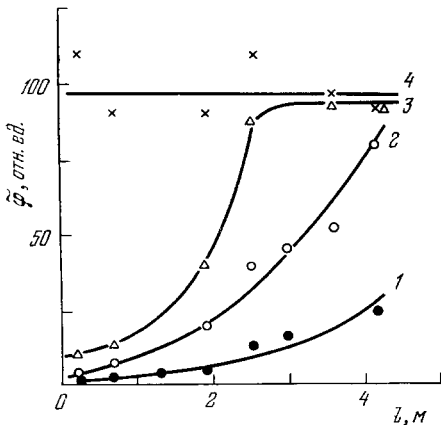


Рис. 5. Влияние амплитуды модуляции на распределение вдоль компенсированного ионного пучка амплитуды основной гармоники потенциала.

Кривая 1 — $\varphi_m = 18$ в, 2 — $\varphi_m = 40$ в, 3 — $\varphi_m = 120$ в, 4 — $\varphi_m = 360$ в.

учитывающем взаимодействие пучка с плазмой^{69, 70}; здесь γ_z — пространственный инкремент нарастания колебаний, а $S_k = 3,68 \frac{v_b \varphi_b}{\omega \varphi_m}$ —

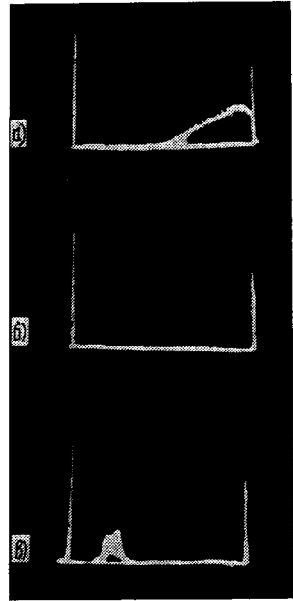


Рис. 4. Спектры колебаний, возбуждаемых в ион-электронном пучке при различных потенциалах коллектора.

Спектр: а) потенциал коллектора 0, б) 40 в, в) 160 в. Метка слева — 0, справа — 30 МГц.

измеренная максимальная величина $\tilde{\varphi}$ близка к вычисленной по формуле (2.5).

Для выяснения относительной роли захвата электронов волной следует также рассмотреть распределение вдоль и.-п. плазмы основной гармоники тока пучка, измеряемой зондом, экранированным заземленной сеткой. Это распределение имеет максимум, соответствующий фазовому фокусу, удаление которого от модулятора уменьшается с ростом φ_m . Установленная экспериментально зависимость координаты фазового фокуса S от величины φ_m не согласуется с кинематической теорией, но находится в хорошем соответствии с уравнением

$$\exp(\gamma_z S) - \exp(-\gamma_z S) = 2\gamma_z S_k, \quad (2.6)$$

расстояние до фазового фокуса по кинематической теории. Вследствие взаимодействия пучка с плазмой и соответствующего усиления колебаний соблюдается неравенство $S < \tilde{S}_k$. Важно заметить, что расстояние от модулятора до места насыщения f всегда меньше фокусного расстояния S . Таким образом, в распространяющемся компенсированном ионном пучке порой еще задолго до возникновения явлений в динамике ионов, характерных для фазового фокуса^{69, 70}, происходит ограничение амплитуды волны, вызванное эффектом захвата ею плазменных электронов.

В заключение заметим, что внешняя модуляция ионного пучка, как и модуляция электронного пучка⁷², приводит к срыву неустойчивости на частотах, отличающейся от частоты модуляции⁵⁹. Чем ближе последняя к ω_e , тем при меньших амплитудах модуляции происходит срыв колебаний (см. рис. 3).

б) Ионные колебания ионно-пучковой плазмы

Рассматривая диапазон фазовых скоростей $v_{Ti} \ll \omega/k \ll v_{Te}$, где v_{Ti} и v_{Te} — средние тепловые скорости ионов и электронов, можно получить дисперсионное уравнение для ионных колебаний неизотермической плазмы, раскачиваемых холодным ионным пучком⁵⁵,

$$1 + \frac{1}{k^2 d_e^2} - \frac{\alpha' \omega_{pi}^2}{(\omega - k_z v_b)^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} = 0, \quad (2.7)$$

где $\alpha' = (\omega_b/\omega_{pi})^2 \equiv (n_b M_{pi}/n_{pi} M_b)$, M_{pi} — масса медленных ионов и.-п. плазмы. Из решения (2.7) следует, что максимум инкремента

$$\gamma = 3^{1/2} 2^{-4/3} \left(\frac{\omega_b}{\omega_{pi}} \right)^{2/3} \omega_k \quad (2.8)$$

достигается при

$$\omega_k^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + (k^2 d_e^2)^{-1}} \approx (k_z v_b)^2. \quad (2.9)$$

Пучок раскачивает ионно-звуковые (при $k^2 d_e^2 \ll 1$ и $n_{pi} = n_e$ частота $\omega_k = k C_s$, где $C_s = \sqrt{T_e/M_{pi}}$ — скорость ионного звука) и ионные лэнгмюровские колебания (при $k^2 d_e^2 \gg 1$ $\omega_k \approx \omega_{pi}$); последним соответствует максимальный инкремент. При $v_b \gg C_s$ из (2.9) следует

$$\left(\frac{k_{\perp}}{k_z} \right)^2 = \frac{M_{pi} v_b^2 (1 + k_{\perp}^2 d_e^2)}{T_e} \gg 1. \quad (2.10)$$

Таким образом, быстрый ионный пучок должен возбуждать коротковолновые колебания, распространяющиеся почти перпендикулярно к ионному пучку ($k_{\perp} \gg k_z$).

Экспериментально ветвь ионно-звуковых и ионных лэнгмюровских колебаний, раскачиваемых в и.-п. плазме быстрым пучком положительных ионов, обнаружена и исследована в работах⁷³⁻⁷⁸. Если фиксировать частоту f , соответствующую максимуму амплитуды в наблюдаемом спектре низкочастотных колебаний, то ее зависимость от давления газа имеет вид кривой I на рис. 6⁷³. Здесь же приведена аналогичная зависимость частоты возбуждаемых электронных колебаний. Как с уменьшением, так и с увеличением давления газа можно прийти к таким условиям, при которых возбуждаются только электронные колебания. В первом случае электроны еще накапливаются в достаточном количестве в потенциальной яме ионного пучка, а ионы выталкиваются из него и концентрация их незначительна. Во втором случае, когда становится заметным затухание

колебаний из-за столкновений с атомами, электронные колебания, обладающие большим инкрементом, затухают при более высоких давлениях. Вычисленный по данным эксперимента инкремент близок к рассчитанному по формуле (2.8).

Соотношение (2.9) проверялось путем модуляции ионного пучка и измерения зависимости фазы колебаний от расстояния подвижного зонда до оси, что позволило определять величину k для каждой заданной частоты модуляции ω ⁷⁵. Полученные таким образом дисперсионные зависимости $\omega = f(k)$ (рис. 7), в согласии с (2.9), показали, что при малых k частота

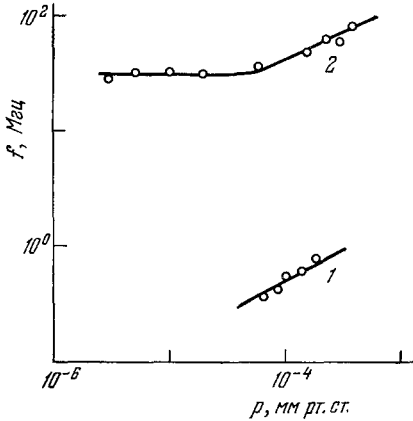


Рис. 6. Зависимости частоты возбуждаемых в и.-п. плазме колебаний от давления водорода.
Кривая 1 — ионные колебания, 2 — электронные.

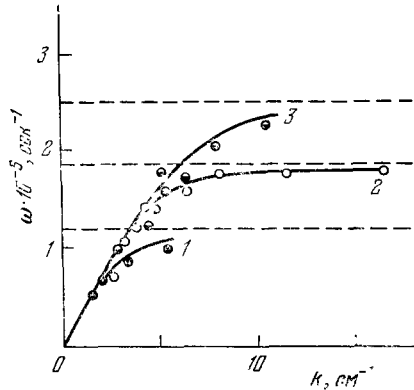


Рис. 7. Дисперсионные зависимости ионных колебаний при различных давлениях газа.
Кривая 1 — $p = 3 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., 2 — $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., 3 — $8 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

$\omega = kC_s$, а при приближении частоты модуляции к ω_{pi} , соответствующей максимуму амплитуды спонтанно возбуждаемых колебаний, длина волны стремится к нулю. Это обстоятельство предложено использовать для измерения локальной концентрации медленных ионов. Определив в каждой координате r частоту $\omega = \omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_{pi} e^2 / M_{pi}}$ спонтанно возбуждаемых колебаний с максимальной амплитудой, можно вычислить концентрацию медленных ионов и зависимости последней от давления для разных газов (рис. 8).

Из дисперсионного уравнения для почти «поперечных» ($k_1 \gg k_2$) ионных колебаний и.-п. плазмы, находящейся в продольном магнитном поле, —

$$1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{Hi}^2 - \omega^2} + \frac{\omega_b^2}{\omega_{Hi}^2 - (\omega - k_z v_b)^2} = 0 \tag{2.11}$$

следует, что соответствующий инкремент максимален вблизи частоты $\omega = \sqrt{\omega_{pi}^2 + \omega_{Hi}^2}$ и падает с ростом магнитного поля ($\omega_{Hi} = eH/M_{pi}c$). Такое подавление ионных колебаний магнитным полем установлено экспериментально⁷⁴.

Возбуждение ионных колебаний плазмы, созданной пучком отрицательных ионов, имеет свои особенности⁷⁸. В такой плазме возможны три существенно отличающиеся режима возбуждения ионных колебаний. При очень низких давлениях газа, когда потенциал в пучке отрицателен, в системе накапливаются положительные ионы, а электроны эффективно

выталкиваются на стенки камеры. Если концентрацию электронов уменьшить до величины, соответствующей неравенству $n_e/n_{pi} \ll (C_s/v_b)^2$, когда второй член уравнения (2.7) пренебрежимо мал, возникает принципиальная возможность возбуждения колебаний, распространяющихся вдоль пучка и при $v_b \gg C_s$. При большем давлении, когда $n_e/n_{pi} > (C_s/v_b)^2$, но еще $d_e > R$, возбуждаемые ионные колебания уже не являются продольными по отношению к пучку, однако влиянием электронов на эти колебания можно пренебречь. В системе устанавливается стоячая вдоль

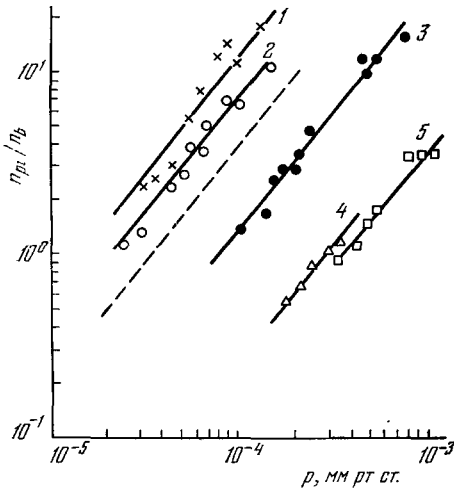


Рис. 8. Зависимости отношения концентрации медленных ионов к концентрации ионов пучка (H_2^+) от давления различных газов.

Кривая 1 — аргон, 2 — воздух (штриховая линия — расчетная), 3 — неон, 4 — водород, 5 — гелий.

при которых продольными полями можно пренебречь и первоначально возбуждается монохроматическая волна, был рассмотрен теоретически и установлен экспериментально ⁷⁶. Если ионам пучка задать начальное возмущение поперечной скорости $v_x|_{z=0} = v_0 \sin kx \sin \omega t$, то при низком давлении газа, когда и.-п. плазма состоит в основном из ионов пучка и электронов, в некоторой точке z_h происходит пересечение траекторий ионов. При большем давлении, когда имеется компонент медленных ионов и возбуждаются «поперечные» ионные колебания, за счет нарастания поперечной скорости ионов пучка их траектории пересекутся раньше — в координате $z_\phi < z_h$, определяемой из условия

$$\frac{kv_0}{\gamma_z v_b} \text{sh}(\gamma_z z_\phi) \approx 1, \quad (2.12)$$

где $\gamma_z = \omega_{bi}/v_b \sqrt{1 - (\omega/\omega_{pi})^2}$.

В координате z_ϕ плотность заряда в сгустках резко нарастает и начинается пересечение траекторий ионов. Вытекающая из теории пространственно-временная структура модулируемого пучка, а также фокусировка частиц пучка в целом наблюдались, соответственно в экспериментах с положительными ⁷⁶ и отрицательными ионами ⁷⁷. Пространственно-временная фокусировка ионного пучка, образование сгустков и пересечение траекторий представляют собой механизм ограничения амплитуды ионных коле-

радиуса волна, радиальная мода которой определяется лишь начальными условиями. Наконец, при $n_e/n_{pi} \gg (C_s/v_b)^2$, $d_e \ll R$ и $\omega < \omega_{pi}$ в системе возбуждаются бегущие в поперечном направлении волны, дисперсия которых соответствует теории безграничной плазмы; при $\omega = \omega_{pi}$ наблюдается стоячая волна, радиальная структура которой в согласии с теорией ограниченной плазмы определяется величиной d_e/R .

Обратимся теперь к нелинейным эффектам, ограничивающим амплитуду ионных колебаний в и.-п. плазме. Обратное воздействие ионных колебаний на ионы пучка, вызывающего возбуждение колебаний, приводит к банчировке этих ионов вдоль направления распространения волны и угловому развороту пучка; амплитуда волны по достижении максимального значения осциллирует. Это показано с помощью машинного эксперимента ⁷⁹ (рис. 9). Эффект банчировки быстро ионного пучка в условиях,

баний в и.-п. плазме. Если предположить, что переменный потенциал при возбуждении ионных колебаний нарастает экспоненциально вплоть до фокуса, определяемого из условия (2.12), то максимальная амплитуда

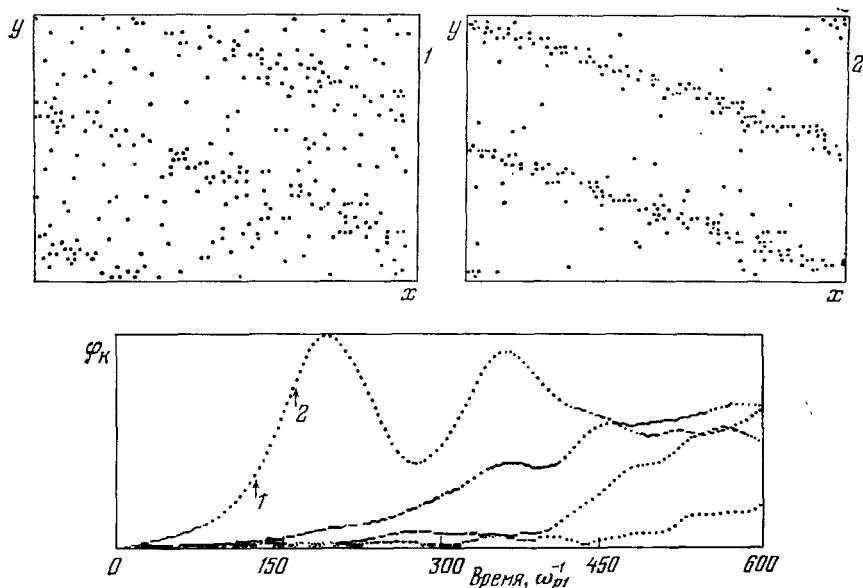


Рис. 9. Зависимость амплитуды косых волн, возбуждаемых ионным пучком, от времени и банчировка частиц в пространстве в моменты времени 1 и 2.

этого потенциала, связанная с динамикой ионов, оказывается равной

$$\tilde{\varphi}_{\max} = \frac{M_b \gamma^2}{4ek^2} \tag{2.13}$$

и по порядку величины соответствует экспериментальным данным. В отличие от максимальной амплитуды электронных колебаний, определяемой выражением (2.5), максимальная амплитуда ионных колебаний зависит от инкремента, точнее, от γ/k .

в) Коллективные колебания синтезированной ионно-ионной плазмы

Решение дисперсионного уравнения для колебаний системы, состоящей из взаимопроникающих холодных пучков положительных и отрицательных ионов массы M , движущихся со скоростями $v_+ = v_b + \Delta v$ и $v_- = v_b - \Delta v$ и плотностями $n_+ = n_- = n_b$, показывает, что усиление колебаний при заданной частоте возможно лишь при выполнении условия

$$0 < \frac{\omega \Delta v}{\omega_b v_b} < \sqrt{2}, \tag{2.14}$$

где $\omega_b = \sqrt{4\pi n_b e^2 / M}$. Наряду с критическим значением разности скоростей $\Delta k_{кр} = \sqrt{2} v_b \omega_b / \omega$ существует оптимальное значение $\Delta v_{opt} = 0,5 \cdot \sqrt{3} v_b \omega_p / \omega$, при котором пространственный инкремент нарастания достигает своего максимального значения $\gamma_{zmax} = 0,5 \omega_b / v_b$. В соответствии с теорией при экспериментальном исследовании усиления колебаний в синтезированной плазме, состоящей из модулированных пучков

положительных и отрицательных ионов водорода с энергией 10—15 кэВ и током порядка миллиампер, наблюдалась оптимальная и критическая разность скоростей пучков, а также постоянство произведения $\omega \Delta v_{opt}$ при изменении частоты²². На этой линейной стадии рассматриваемая система ведет себя идентично системе, состоящей из пучков зарядов одного знака, например, электронов.

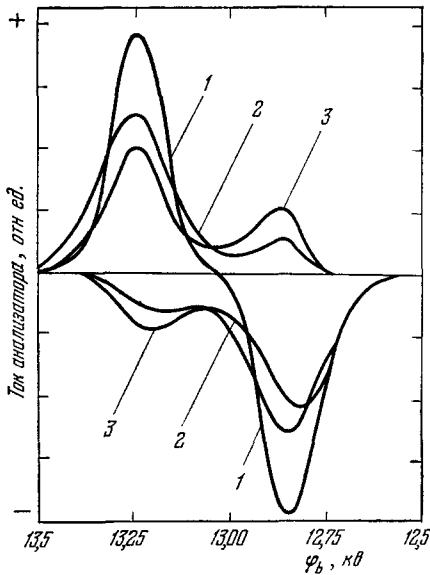


Рис. 10. Влияние модуляции на функцию распределения по энергиям взаимодействующих пучков положительных и отрицательных ионов водорода:

$$\bar{v}/\Delta v = 0 \text{ (1)}, 0,15 \text{ (2)} \text{ и } 0,3 \text{ (3)}.$$

завого группирования в обоих пучках образуются сгустки частиц, которые в системе центра инерции движутся навстречу. Все более уплотняясь, эти сгустки частиц разного знака проходят друг через

Интерес к исследованию коллективных процессов в синтезированном ионном пучке связан не только с особенностями нелинейной стадии взаимодействия пучков зарядов разного знака, но и с возможностью отдельного экспериментального определения функций распределения каждого из пучков в перекрывающемся интервале скоростей; последнее невозможно, например, при исследовании взаимодействия электронных пучков. Функции распределения по энергиям каждого из взаимодействующих пучков H^+ и H^- приведены на рис. 10⁸⁰. При увеличении амплитуды начальной модуляции (величина Δv установилась оптимальной) функция распределения становится асимметричной, средняя энергия быстрого пучка уменьшается, а медленного увеличивается, на функции распределения каждого из пучков образуется дополнительный максимум. Математическим моделированием установлено²⁴, что в процессе развития неустойчивости в результате фазового группирования в обоих пучках образуются сгустки частиц, которые в системе центра инерции движутся навстречу. Все более уплотняясь, эти сгустки частиц разного знака проходят друг через

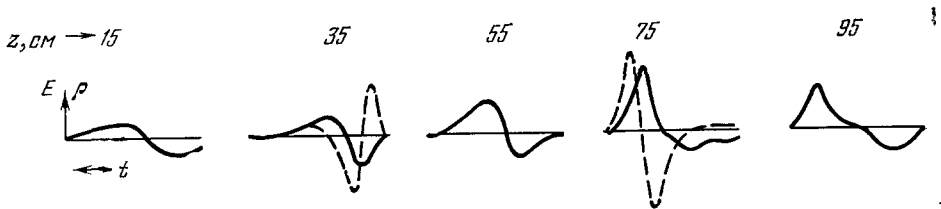


Рис. 11. Эволюция поля и плотности объемного заряда (пунктир) вдоль модулируемого синтезированного ион-ионного пучка.

друга и при этом возникает сильное электрическое поле. Последнее, естественно, снижает скорость сгустков до нуля и сообщает им противоположно направленную скорость. Сгустки снова проникают друг через друга, уже не сохраняясь как целое, электрическое поле изменяет свой знак и затухает, образуется многоскоростное распределение частиц. В отличие от сгустков положительных и отрицательных ионов, электронные сгустки, образуемые при взаимодействии электронных пучков, сближаются и, тор-

мозясь, рассыпаются без проникновения друг через друга⁸¹. Экспериментальное подтверждение описанной картины нелинейной стадии взаимодействия получено путем непосредственного измерения переменных полей с помощью электронного пучка, пересекающего ион-ионный пучок⁸². Эволюция небольшого начального синусоидального возмущения приводит к образованию нелинейной волны, имеющей форму острых импульсов электрического поля (рис. 11). Видно, что после прохождения сгустков друг через друга (переход от кадра $z = 35$ см к $z = 75$ см) образуется максимальное поле, которое затем затухает⁸³.

г) Неустойчивость ионно-пучковой плазмы в магнитном поле

В пространственно-неоднородных системах, частным случаем которых является и.-п. плазма, наряду с чисто пучковыми неустойчивостями могут возникать «гибридные» неустойчивости, обусловленные одновременно как наличием пучка, так и пространственной неоднородностью пучка и плазмы в направлении, перпендикулярном к внешнему магнитному полю. Одним из проявлений такой неустойчивости являются длинноволновые возмущения типа поверхностных волн, локализованные вблизи границы и.-п. плазмы, находящейся в продольном магнитном поле⁸⁴⁻⁸⁶. В экспериментах^{85, 86} встречные взаимодействующие пучки ионов аргона или гелия с силой тока до 10 ма и энергией до 10 кэв распространялись в собственном газе при давлении $10^{-4} - 10^{-5}$ мм рт. ст., когда концентрация образуемой здесь плазмы значительно превышала концентрацию ионов пучка. Типичный пример параметров пучка и плазмы: пучок ионов аргона — $n_b = 10^7 - 4 \cdot 10^7$ см⁻³, $\omega_b = 0,7 \cdot 10^6 - 1,4 \cdot 10^6$ сек⁻¹, $v_b = 0,5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^7$ см/сек, $n_{pi} = 4 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9$ см⁻³, $\omega_{pi} = 4 \cdot 10^6 - 6,5 \cdot 10^6$ сек⁻¹, $\omega_{Hi} = 10^6 - 2,5 \cdot 10^6$ сек⁻¹, $T_e = 8 - 12$ эв, $v_{Te} = 1,8 \cdot 10^8$ см/сек, $C_s \approx 5 \cdot 10^5$ сек⁻¹. В такой плазме наблюдались колебания с частотами, в несколько раз превышающими ионно-циклотронные частоты. Максимум амплитуды колебаний локализован вблизи границы пучков, в области максимального градиента плотности. В азимутальном направлении колебания представляют собой почти синусоидальные волны, распространяющиеся в сторону ларморовского вращения ионов. Увеличение тока пучков или давления газа приводит к скачкообразным переходам к более высоким азимутальным модам, а увеличение напряженности магнитного поля — к возбуждению более низких мод. При выключении одного из пучков амплитуда падает на два порядка, что объясняется переходом от абсолютной неустойчивости к сносовой. Установленные факты находятся в соответствии с теорией^{84, 85}, рассматривающей возбуждение колебаний как следствие дрейфово-пучковой неустойчивости, являющейся аналогом дрейфово-пучковой неустойчивости электронных пучков в плазме в продольном магнитном поле⁸⁷⁻⁹⁰.

В системе, состоящей из встречных соприкасающихся ионных пучков — цилиндрического и грубчатого, распространяющихся вдоль магнитного поля, также возбуждаются колебания типа поверхностных волн⁹³. Максимальная амплитуда колебаний приходится на область соприкосновения пучков. Возникновение неустойчивости связано с наличием градиента (скачка) скорости компенсированных ионных пучков на границе их соприкосновения^{94, 95}.

При прохождении ионного пучка в газе вдоль магнитного поля в образующейся плазме возбуждаются также чисто азимутальные колебания с частотой, равной ионно-циклотронной частоте ионов плазмы и ее

гармоник^{91, 96-98}. Имеются факты, свидетельствующие в пользу того, что в этих экспериментах роль ионного пучка сводилась только к образованию плазмы⁹⁷, а возникающая неустойчивость связана с радиальной неоднородностью последней и радиальным электрическим полем⁹².

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ФОКУСИРОВКА КОМПЕНСИРОВАННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Вопросы, рассматриваемые в этом разделе, следует отнести к плазмооптике⁹⁹. Обратим, однако, внимание на то, что изучаемые ею компенсированные ионные пучки отличаются от пучков, рассматриваемых нами. Если в плазмооптике компенсированные пучки обычно считаются заданными, и до воздействия внешних полей — полностью компенсированными, а коллективные процессы не учитываются, то в настоящем обзоре, наоборот, рассматривается сам процесс компенсации, причины несовершенства последней, а также влияние неполной компенсации и коллективных процессов на транспортировку пучков.

а) Расплывание стабильных компенсированных пучков положительных ионов

Динамическая декомпенсация или возбуждение коллективных колебаний могут приводить к значительному распылению компенсированного ионного пучка. При необходимости определения минимального распыления следует предположить, что эти эффекты устранены и имеет место лишь самодекомпенсация пучка из-за кулоновских столкновений ионов с компенсирующими электронами. Если исходить из часто используемой модели, характеризуемой постоянством концентрации частиц по сечению пучка, то известное уравнение для огибающей пучка¹⁰⁰ применительно к компенсированному пучку представляется в виде¹⁰¹

$$\frac{d^2R}{dz^2} - \frac{E^2}{R^3} - \frac{\Delta\varphi_k}{\varphi_b R} = 0, \quad (3.1)$$

где E — эмиттанс, $\Delta\varphi_k$ — перепад потенциала, определяемый выражением (1.17). В случае относительно малого давления газа, когда $(n_a \sigma_e)^{-1} \gg v_b \sigma_{pi} R / 2v_{pi} \sigma_e$, интегрирование (3.1) приводит к уравнению

$$\left(\frac{d\rho}{dz'_k} \right)^2 = \frac{C\rho^2 - \rho - a}{\rho^2}; \quad (3.2)$$

здесь $\rho = R/R_0$ (R_0 — начальный радиус пучка), $z'_k = (z_k/R_0) \sqrt{2\Delta\varphi_{k0}/\varphi_b}$ приведенная длина компенсированного пучка (истинная длина z_k), $\Delta\varphi_{k0} = \Delta\varphi_k R/R_0 = \sqrt{3\alpha} e \sqrt{M_b/m} (\varphi_i/\varphi_b)^{1/2} (n_a \sigma_e)^{-1/2} \sqrt{I_b/\pi R_0^2 e v_b}$, $a = E^2 \varphi_b / 2R_0^2 \Delta\varphi_{k0}$ — параметр, характеризующий тепловые скорости ионов; при начальном параллельном ходе пучка постоянная $C = 1 + a$. Искомая связь ρ и z'_k получается интегрированием (3.2).

$$z'_k = \frac{\sqrt{(1+a)\rho^2 - \rho + a}}{1+a} + \frac{1}{2(1+a)\sqrt{1+a}} \ln \frac{\sqrt{1+a} \sqrt{(1+a)\rho^2 - \rho - a} + 2(1+a)\rho - 1}{1+2a}. \quad (3.3)$$

На рис. 12 приведена эта зависимость, т. е. профиль расплывающегося компенсированного пучка при двух значениях параметра a . Если для эмиттанса воспользоваться известным выражением $E = 2^{3/2} R_{00} \sqrt{T_b/M_b v_b}$,

где R_{00} — радиус пучка в области отбора ионов с поверхности плазмы, а T_b — температура ионов пучка, то величина $a = 2R_{00}^3 T_b / R_0^2 e \Delta\Phi_{k0}$.

Эффект компенсации можно характеризовать отношением длин компенсированного (z_K) и некомпенсированного (z) ионных пучков с одинаковыми параметрами и распылением (с равной величиной ρ). С этой целью напомним, что распыление однокомпонентного, некомпенсированного пучка под действием собственного объемного заряда без учета тепловых скоростей описывается выражением ⁶

$$f(\rho) = 2^{-3/4} \left(\frac{M_b}{e} \right)^{1/4} I_b^{1/2} \Phi_b^{-3/4} R_0^{-1} z, \quad (3.4)$$

где $f(x)$ — известная табулированная функция

$$f(x) = \frac{1}{2} \int_1^x \frac{dy}{\sqrt{\ln y}}. \quad (3.4')$$

Сопоставляя (3.3) и (3.4), можно получить

$$\frac{z_K}{z} = F(\rho) \sqrt{\frac{\Delta\Phi_b}{\Delta\Phi_{k0}}}, \quad (3.5)$$

где $F(\rho)$ — функция, которая при очень больших ρ незначительно отличается от единицы. Из (3.4) следует, что при заданной энергии и длине распыления однокомпонентного пучка однозначно определяется величиной начальной плотности тока пучка. В отличие от этого, распыление стабильного компенсированного пучка определяется не только начальной плотностью тока, но и величиной начального радиуса пучка (уменьшается с ростом начального радиуса или общего тока пучка).

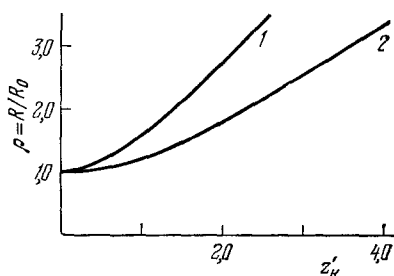


Рис. 12. Профиль распыляющегося компенсированного ионного пучка при различных значениях параметра a .

Кривая 1 — $a = 1$, 2 — $a = 0$.

б) Оптимальная фокусировка
компенсированных пучков
положительных ионов

Одной из важнейших задач ионной оптики является определение наименьшего сечения пучка в заданной плоскости z_K при оптимальной его фокусировке линзой, расположенной в плоскости $z = 0$ ⁶. При решении задачи применительно к компенсированному пучку, как и в предыдущем разделе, ограничимся рассмотрением стабильного ионного пучка. В случае относительно низкого давления газа задача сводится к совместному решению уравнений ¹⁰²

$$\int_{\rho_m}^1 \frac{\rho d\rho}{\sqrt{C\rho^2 - \rho - a}} + \int_{\rho_m}^{\rho_K} \frac{\rho d\rho}{\sqrt{C\rho^2 - \rho - a}} = \int_0^{z'_K} dz, \quad (3.6)$$

$$\left. \frac{\partial \rho_K}{\partial f} \right|_{z_K} = 0; \quad (3.7)$$

здесь f — фокусное расстояние линзы, $\rho_m = (1 + \sqrt{1 + 4aC})/2C$ — получаемый из (3.2) радиус пучка в кроссовере ($\partial\rho/\partial z = 0$) при заданной величине f , ρ_K — радиус пучка в плоскости z_K , наименьшее значение которого $\rho_{K \min}$ следует определить (оно соответствует некоторому оптимальному значению f). Совместное решение (3.6) и (3.7) с помощью ЭВМ приводит к искомой зависимости наименьшего радиуса компенсированного пучка

$\rho_{k \min}$ от параметра z'_k (рис. 13). Аналогично решается задача и для случая относительно высокого давления газа. На этом же рисунке приведены экспериментальные данные, которые удовлетворительно согласуются с результатами приведенных расчетов оптимальной фокусировки, учитывающих самодекомпенсацию ионного пучка в результате кулоновских столкновений ионов с компенсирующими электронами.

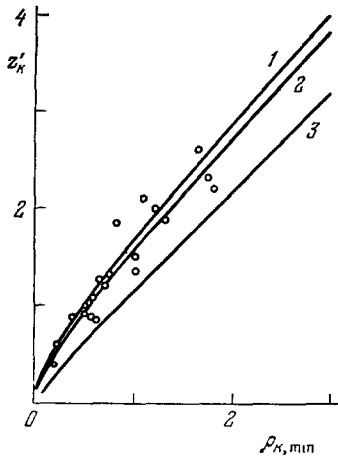


Рис. 13. Зависимость наименьшего радиуса компенсированного ионного пучка в заданной плоскости от приведенной длины пучка при различных значениях эмиттанса.

Кривая 1 — $a = 0$, 2 — $a = 0,04$,
3 — $a = 0,4$.

цевом электроде задается отрицательный потенциал, инжектируемые указанным способом электроны не могут уходить вдоль магнитного поля и покидают область ионного пучка, двигаясь поперек этого поля к положительному электроду; при этом происходит обращение потенциала в пучке (рис. 14). Радиус ионного пучка, распространяющегося в образуемой потенциальной яме, периодически изменяется от начальной величины до некоторого минимального значения, в соответствующих сечениях плотность тока ионного пучка максимальна.

Попутно заметим, что в интенсивных пучках, которые применяются в настоящее время, например, для инъекции быстрых частиц в термоядерные установки, в условиях компенсации объемного заряда стягивающая лоренцева сила может оказаться больше электростатической силы, вызывающей распыление пучка. Этот неисследованный пока эффект самосжатия должен иметь место при

в) Транспортировка ионного пучка в потенциальной яме электронного объемного заряда

Из-за большой массы ионов магнитное поле само по себе не является эффективным средством ограничения распыления ионных пучков¹⁰³. Для этой цели более рациональным является использование электрического поля потенциальной ямы, образованной электронным объемным зарядом в магнитном поле. Потенциальная яма может быть, например, создана следующим образом¹⁰⁴. Пучок ионов проходит вдоль магнитного поля и, попадая на коллектор, освобождает из него электроны. Когда на коллекторе и противостоящем тор-

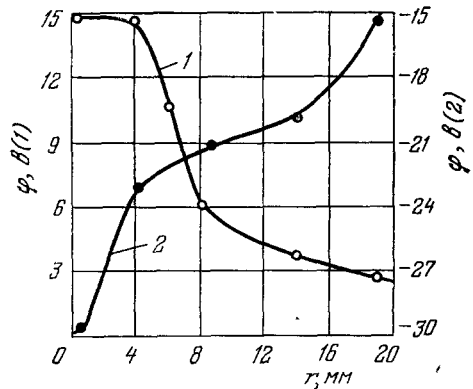


Рис. 14. Радиальное распределение потенциала в области ионного пучка при свободном движении встречного потока электронов (1) и при образовании потенциальной ямы электронного объемного заряда (2).

$$I_b > \frac{\Delta\varphi c^2}{v_b}, \tag{3.8}$$

где $\Delta\phi$ — перепад потенциала в остаточной потенциальной яме ионного пучка, форма которой описывается формулой (1.14).

Можно обратить внимание также на возможность фокусировки ионных пучков, проходящих через плазму с током, создающим достаточно сильное азимутальное магнитное поле ¹¹⁶.

г) Влияние коллективных процессов на распространение компенсированных ионных пучков

Электронные лэнгмюровские колебания влияют на распространение компенсированных ионных пучков, действуя на ионы либо статическим полем остаточной потенциальной ямы, возрастающим при нагреве электронного газа этими колебаниями, либо непосредственно своим высокочастотным полем. При возбуждении колебаний с амплитудой $\tilde{\varphi}$ энергия, передаваемая электронному газу, может быть оценена с помощью формулы

$$Q_{\text{кол}} = \gamma \frac{k^2 \tilde{\varphi}^2}{4\pi}, \quad (3.9)$$

где γ — декремент затухания в реальных условиях. Выражение (3.9), а также равенство $\mathcal{E} = Q_{\text{кол}}$, где \mathcal{E} — энергия, определяемая с помощью

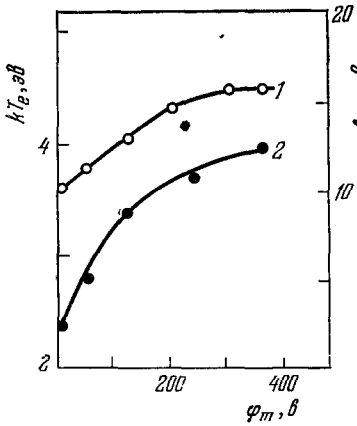


Рис. 15. Зависимость радиального перепада потенциала (кривая 1) и температуры электронного газа (2) от амплитуды модуляции компенсированного ионного пучка.

Ток пучка 30 ма, энергия 30 кэв, давление газа $9 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

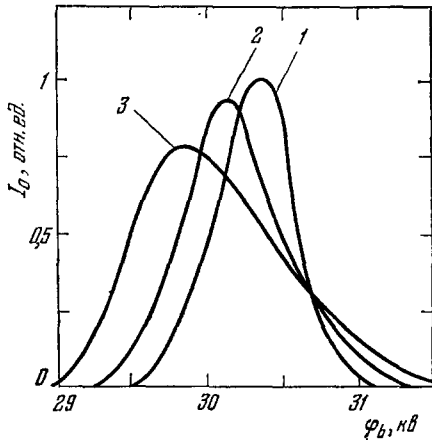


Рис. 16. Функции распределения ионов компенсированного пучка по энергиям.

Кривая 1 — $p = 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., $\varphi_m = 0$,
2 — $p = 8 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., $\varphi_m = 0$, 3 —
— $p = 8 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., $\varphi_m = 150$ в.

формулы (1.13), позволяют объяснить наблюдаемые в компенсированном ионном пучке параллельный рост температуры электронного газа и радиального перепада потенциала при увеличении модулирующего напряжения ^{58, 59} (рис. 15) и другие закономерности. Таким образом, нагрев электронного газа при возбуждении электронных лэнгмюровских колебаний, как и кулоновские столкновения ионов с компенсирующими электронами, могут привести к существенному распылению компенсированного пучка. Содержащийся в разделе 2 расчет глубины остаточной потенциальной ямы обобщается путем использования равенства $\mathcal{E} = Q_{\text{кул}} + Q_{\text{кол}}$.

Высокочастотные поля коллективных колебаний приводят и к другому нежелательному эффекту — увеличивают разброс продольных ^{59, 105}

и поперечных скоростей компенсированного ионного пучка. Максимальная величина разброса продольных скоростей ионов пучка в системе координат, связанной с монохроматической волной, $-\Delta v_b = 2\sqrt{e\tilde{\varphi}_{\max}/M_b}$. В лабораторной системе координат соответствующий разброс энергий равен $\Delta\mathcal{E}_{\text{лаб}} = 2e\tilde{\varphi}_b\sqrt{m/M_b}$, что по порядку величины согласуется с экспериментальными данными (рис. 16). На этом рисунке приведены функции распределения ионов пучка по энергиям⁵⁹, полученные в различных условиях с помощью анализатора Юза-Рожанского, помещенного в конце камеры взаимодействия длиной 500 см. При повышении давления газа, когда из-за увеличения концентрации электронов инкремент заметно возрастает, спектр энергий несколько расширяется. Внешняя модуляция

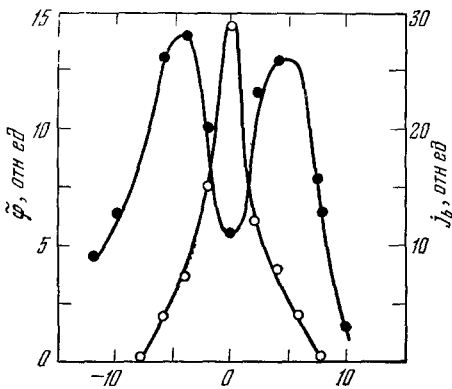


Рис. 17. Радиальные распределения плотности тока компенсированного ионного пучка и амплитуды поля возбуждаемой в нем поверхностной волны.

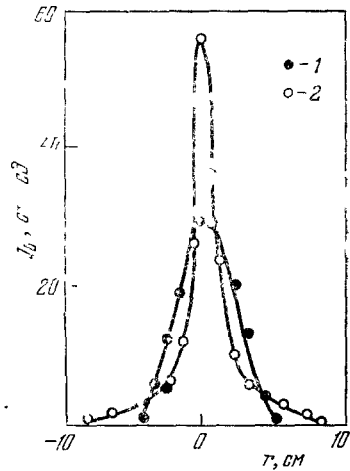


Рис. 18. Радиальные распределения плотности тока в компенсированном ионном пучке до возбуждения колебаний (1) и при возбуждении поверхностной волны (2).

пучка, приводящая к дальнейшему увеличению амплитуды возбуждаемых колебаний, вызывает дополнительное расширение спектра энергий, а также потери энергии пучка. Важно заметить, что эти эффекты наступают лишь в том случае, когда частота модуляции близка к ω_e . Увеличение разброса продольных скоростей ионного пучка при возбуждении электронных колебаний должно сопровождаться также увеличением разброса поперечных скоростей, т. е. увеличением фазового объема пучка. Максимальный разброс поперечных скоростей не превышает величину $\sqrt{2e\tilde{\varphi}_{\max}/M_b}$ и, следовательно, максимальный фазовый объем пучка, связанный с возбуждением электронных колебаний, $V_{\text{фе}} \approx (R/c)\sqrt{m/M_b}v_b$. Рост эмиттанса ионного пучка при распространении компенсированного ионного пучка в дрейфовом пространстве наблюдался в работе¹⁰⁶.

Увеличение фазового объема может быть также следствием возбуждения быстрым ионным пучком «поперечных» ионных колебаний. При этом возникает разброс поперечных скоростей порядка скорости ионного звука, которому соответствует фазовый объем $V_{\text{фи}} \approx (R/c)\sqrt{T_e/M_{\text{pi}}}$.

Указанное неблагоприятное влияние коллективных эффектов на распространение компенсированных ионных пучков не исключает возможность использования этих эффектов для улучшения фокусировки,

ограничения расплывания пучков и др. Примерами, иллюстрирующими такую возможность, являются рассмотренное выше влияние возбужденных ионных колебаний на фокусировку пучков^{76, 77}, использование отрицательного ϵ ¹⁰⁷, а также сжатие компенсированного ионного пучка поверхностной волной, образованной в и.-п. плазме¹⁰⁸. Остановимся более детально на последнем эффекте. Наряду с объемными колебаниями в и.-п. плазме может возбуждаться и поверхностная мода колебаний с частотой, лежащей в интервале $0 < \omega < 2^{-1/2}\omega_e$ ^{108, 109}. Это — подтверждается исследованием дисперсионной зависимости, в частности, наблюдением отсечки колебаний при частоте $2^{-1/2}\omega_e$, а также радиальным распределением амплитуды возбуждаемых колебаний¹⁰⁸ (рис. 17). В отличие от поля объемной волны, характеризуемого максимумом на оси системы, электрическое поле поверхностной волны минимально на оси и максимально вблизи границы пучка. Следует ожидать, что в этом случае электроны внутренних слоев компенсированного ионного пучка под действием миллеровской силы будут стягиваться к оси и, увлекая своим объемным зарядом ионы пучка, повышать плотность тока последнего в приосевой области; на периферии пучка, вследствие изменения направления миллеровской силы, следует ожидать обратного эффекта — удаления электронов и ионов от оси. Эти эффекты действительно наблюдаются¹⁰⁸ при возбуждении поверхностной волны в компенсированном пучке (рис. 18).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На транспортировку интенсивных ионных пучков, применяемых для передачи массы (атомов различных элементов), энергии или импульса, существенное влияние оказывают процессы в ионно-пучковой плазме, образующейся при компенсации объемного заряда ионов. К этим процессам относятся:

а) Динамическая декомпенсация, вызываемая пульсациями ионного тока и являющаяся часто основной причиной расплывания компенсированного ионного пучка. Актуальным является дальнейшее изучение динамической декомпенсации пучков с большой силой тока. Недавно установлены¹¹⁰ некоторые ее особенности: при большом токе пучка нельзя пренебрегать ионизацией газа быстрыми электронами, захватываемыми потенциальной ямой последнего; на радиальном распределении усредненного во времени потенциала образуется плато и др.

б) Самодекомпенсация стабильного пучка положительных ионов, состоящая в том, что последние при кулоновских столкновениях передают энергию компенсирующим электронам и тем самым стимулируют их уход из пучка. Возникновение по этой причине радиального перепада потенциала $\Delta\phi_k$ приводит к расплыванию компенсированного пучка. Представляет интерес строгое теоретическое рассмотрение распределения потенциала (при определенных условиях двухступенчатого) по всему сечению ионпровода, в котором проходит стабильный компенсируемый ионный пучок.

в) Коллективные процессы, связанные с неустойчивостью ионно-пучковой плазмы и приводящие как к расплыванию пучков, вызванному нагревом электронного газа полем колебаний, так и к увеличению фазового объема ионного пучка. Изучение нелинейных эффектов: захвата полем волны компенсирующих электронов, ограничивающего амплитуду электронных колебаний, а также эффектов в динамике ионов пучка, ограничивающих амплитуду ионных колебаний, сделало возможным расчет расплывания пучков и увеличения их фазового объема, вызванных коллективными процессами.

Неравенство $I_b/v_b \gg \Delta\phi_k$, напоминающее условие плазменного состояния пучка (1.3), но лишенное неопределенной величины T_e , позволяет вычислить ток пучка, при котором возможен значительный эффект компенсации, и может служить определением *интенсивного* ионного пучка.

Если допустить, что распыление компенсированного пучка каким-либо образом предотвращено, то ограничение его тока связано с неустойчивостью, например, с образованием виртуального анода при положительных возмущениях потенциала¹¹². Подобная неустойчивость протяженного компенсированного ионного пучка ограниченного сечения не исследована, но естественной нижней границей соответствующего максимального тока является максимальный ток некомпенсированного пучка $I_{b\max} = v_b\Phi_b$. Получение протяженных компенсированных ионных пучков с большими токами, в том числе пучков с высокой удельной мощностью, а также исследование их свойств предвдвляет большой интерес.

Важными шагами в этом направлении является получение сильноточных квазистационарных ионных пучков^{2, 4, 99}, а также сильноточных ионных пучков с большой начальной плотностью тока и удельной мощностью в режиме коротких импульсов¹¹³⁻¹¹⁵.

Институт физики АН УССР,
Киев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Флеров, В. С. Барашенков, УФН **114**, 351 (1974).
2. Н. Н. Семашко, в кн. Плазменные ускорители, М., Машиностроение, 1973, с. 304; АЭ **38**, 348 (1975).
3. Т. Такаги, Электроникосу (японск.) **17**, 618 (1972) (имеется перевод: ВИНТИ № Ц-9675, М., 1973).
4. Proc. of 2nd symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, USA, 1974.
5. Н. В. Плешивцев, Катодное распыление, М., «Атомиздат», 1968.
6. М. Д. Габович, УФН **56**, 215 (1955).
7. М. В. Незлин, Plasma Phys. **10**, 337 (1968).
8. J. Koch, R. Dawton et al., Electromagnetic Isotope Separators and Applications of Electromagnetically Enriched Isotopes, N.Y., Interscience Publ., 1958.
9. М. Д. Габович, А. П. Найда, И. М. Проценко, Л. С. Симоненко, И. А. Солошенко, ЖТФ **44**, 861 (1974).
10. K. Verker, W. R. Baker, W. S. Cooper, K. W. Ehlers, W. B. Kunke, R. V. Pile, J. W. Stearns, цит. в⁴ сборник, доклад VI-12.
11. В. М. Кулыгин, А. А. Панасенков, *ibid.*, доклад П-11.
12. A. Engel, R. N. Franklin, Proc. Roy. Soc. **264**, 355 (1961).
13. Электрические ракетные двигатели, под ред. Ю. А. Рыжова, М., «Мир», 1964.
14. Н. Ф. Балаев, Р. Н. Кузьмин, ЖТФ **40**, 1537 (1970).
15. М. Д. Габович, И. А. Солошенко, А. А. Овчаренко, УФЖ **16**, 812 (1971).
16. К. С. Головановский, А. И. Луцки, ЖТФ **37**, 2234 (1967); **39**, 1446 (1969); **40**, 1490, 1497 (1970).
17. М. Н. Яковлева, Г. М. Мантрова, Т. А. Новскова, ЖТФ **42**, 2472 (1972).
18. W. L. Stirling, Am. Rock. Soc. J. **32**, 929 (1962).
19. В. Ф. Вирко, М. Д. Габович, Г. С. Кириченко, О. К. Назаренко, ЖТФ **44**, 2296 (1974).
20. Б. И. Веркин, А. М. Маркус, В. М. Сусло, Н. А. Цуриков, в кн. Радиационная физика неметаллических кристаллов, Киев, «Наукова думка», 1967, с. 437.
21. H. S. Maddix, P. Chorney, E. F. Paik, Rev. Sci. Instrum. **40**, 1471 (1969).
22. М. Д. Габович, А. П. Найда, ЖЭТФ **60**, 965 (1971).
23. M. Garibaud, J. M. Dolique, J. Monte, F. Zadworny, Rev. Sci. Instrum. **46**, 768 (1975); Plasma Phys. **16**, 865 (1974).
24. В. С. Имшенник, О. В. Локуцкий, Л. Г. Хазин, М. Д. Габович, А. П. Найда, Препринт ИПМ АН СССР, Москва, 1974.
25. Yu. I. Belchenko, G. I. Dimov, V. G. Dudnikov, ЖТФ **43**, 1720 (1973); Nucl. Fusion **14**, 113 (1974).

26. K. Preles, Th. Sluthers, in: Proc of Particles Acceleration Conference, Washington, USA, 1975, BNL 19833.
27. М. А. Аброян, В. П. Голубев, Ч. В. Чемякин, Источники отрицательных ионов, Л., НИИ ЭФА, 1974.
28. М. Д. Габович, Э. А. Пашицкий, А. П. Найда, УФЖ 18, 1748 (1973).
29. G. G. Kelleu, IEEE Trans. NS 14, 29 (1967).
30. R. Verzas, L. Kaluszner, J. Druaux, J. Phys. et Rad. 15, 273 (1954).
31. А. А. Панасенков, Н. Н. Семашко, ЖТФ 40, 2091, 2515 (1970).
32. Б. Е. Патон, О. К. Назаренко, М. Д. Габович, И. А. Солошенко, Автоматическая сварка, вып. 10, 1 (1973).
33. R. Verzas, J. Sugrou, C.R. Ac. Sci. 233, 1092 (1951).
34. А. В. Жаринов, Письма ЖЭТФ 17, 508 (1973).
35. В. М. Райко, ЖТФ 33, 244 (1963).
36. М. В. Незлин, П. М. Морозов, в кн. Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Доклады советских ученых, М., Главатом, 1959, с. 117.
37. T. Bolzinger, C. Manus, G. Spiess, Plasma Phys. 11, 411 (1969).
38. В. С. Анастасевич, ДАН СССР 105, 442 (1955); ЖТФ 26, 1487 (1956).
39. М. Д. Габович, УФЖ 19, 692 (1974); ЖТФ 44, 2425 (1974).
40. T. S. Green, Rept. Progr. Phys. 37, 1257 (1964).
41. И. Шкаровский, Т. Джонстон, М. Бачинский, Кинетика частиц плазмы, М., «Атомиздат», 1969, с. 243.
42. М. Д. Габович, Л. П. Кацубо, И. А. Солошенко, Физ. плазмы 1, 304 (1975).
43. М. Д. Габович, И. А. Солошенко, А. А. Овчаренко, УФЖ 16, 934 (1971).
44. М. Д. Габович, Физика и техника плазменных источников ионов, М., «Атомиздат», 1972.
45. М. Д. Габович, В. С. Кузнецов, И. А. Солошенко, Г. И. Трубиных, ЖТФ 43, 2178 (1973).
46. С. Я. Лебедев, Ю. А. Стависский, И. И. Бондаренко, С. А. Маев, И. П. Стаханов, Э. А. Стумбур, ЖТФ 31, 1202 (1961).
47. J. M. Dolique, Nucl. Fusion, Suppl., pt. 2, 767 (1962).
48. H. Derfler, Phys. Fluids 7, 10 (1964).
49. J. M. Sellen, W. Bernstein, R. F. Kemp, Rev. Sci. Instrum. I 36, 316 (1965).
50. Я. Б. Файнберг, АЭ 11, 313 (1961).
51. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев, УФН 73, 701 (1961).
52. Б. Б. Кадомцев, в кн. Вопросы теории плазмы, вып. 4, М., «Атомиздат», 1964, с. 188.
53. М. В. Незлин, УФН 102, 105 (1970).
54. А. И. Ахизер, И. А. Ахизер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, Электродинамика плазмы, М., «Наука», 1974.
55. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, М., «Атомиздат», 1970.
56. Е. К. Завойский, Л. И. Рудаков, Физика плазмы, М., «Звание», 1967.
57. W. Herrmann, Th. Fessenden, Phys. Rev. Lett. 18, 535 (1967).
58. М. Д. Габович, И. А. Солошенко, ЖТФ 41, 1627 (1971); 43, 1156 (1973).
59. М. Д. Габович, И. А. Солошенко, Л. С. Симоненко, ЖЭТФ 62, 1369 (1972); УФЖ 16, 1747 (1971); 17, 1362 (1972).
60. А. М. Кудрявцев, Н. С. Бучельникова, в кн. Тезисы докладов 1-й Всесоюзной конференции по низкотемпературной плазме, Киев, «Наукова думка», 1966, с. 61.
61. Э. З. Тарумов, Ю. А. Бакшаев и др., ЖТФ 38, 163 (1968).
62. Л. С. Симоненко, И. А. Солошенко, Н. В. Шкорина, УФЖ 19, 1886 (1974).
63. З. С. Чернов, П. С. Воронов, Н. А. Овчинникова, Г. А. Бернашевский, ЖЭТФ 57, 725 (1969).
64. З. С. Чернов, П. С. Воронов, Г. А. Бернашевский, Н. А. Овчинникова, Радиотехн. и электрон. 15, 2120 (1970).
65. И. А. Солошенко, Л. С. Кацубо, ЖТФ 44, 2126 (1974).
66. В. В. Кадомцев, О. Р. Рогутсе, Phys. Rev. Lett. 25, 1155 (1970).
67. В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, Взаимодействие волн конечной амплитуды с плазмой, Харьков, ХФТИ, 1972.
68. Б. Б. Кадомцев, в кн. Труды конференции по теории плазмы, Киев, 1972, с. 271.
69. М. Д. Габович, В. П. Коваленко, ЖЭТФ 57, 716 (1969); ДАН СССР 199, 799 (1971).
70. В. П. Коваленко, ЖЭТФ 60, 2122 (1971).
71. З. С. Чернов, Радиотехн. и электрон. 17, 2527 (1972).

72. А. К. Березин, Я. Б. Файнберг, И. А. Безьязычный, Письма ЖЭТФ 7, 1156 (1968).
73. М. Д. Габович, И. А. Солошенко, А. А. Гончаров, ЖТФ 43, 2292 (1973).
74. М. Д. Габович, А. А. Гончаров, В. Я. Порицкий, И. М. Проценко, ЖЭТФ 64, 1291 (1973).
75. М. Д. Габович, Л. П. Кацубо, И. А. Солошенко, ЖТФ 44, 2286 (1974).
76. Л. П. Кацубо и др., ЖЭТФ 67, 110 (1974).
77. Л. С. Симоненко, И. А. Солошенко, Физ. плазмы 1, 635 (1975).
78. М. Д. Габович, Л. С. Симоненко, И. А. Солошенко, Н. В. Шкорина, ЖЭТФ 67, 1710 (1974).
79. A. A. Ivanov, V. V. Parail et al., Proc. 5th Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974), v. 2, IAEA, 1975, p. 203.
80. М. Д. Габович, А. П. Найда, ЖЭТФ 62, 183 (1972); Письма ЖЭТФ 14, 3 (1971).
81. И. М. Гельфанд, Н. М. Зуева, В. С. Имшенник, О. В. Локуцкий, В. С. Рябенский, Л. Г. Хазип, Ж. ВММФ 7, 322 (1967).
82. М. Д. Габович, А. М. Гладкий, В. П. Коваленко, Ю. Н. Козырев, А. П. Найда, Письма ЖЭТФ 18, 343 (1973).
83. Ю. Н. Козырев, А. П. Найда, ЖЭТФ 67, 2104 (1974).
84. А. А. Гончаров, Э. А. Пашицкий, ЖТФ 45, 528 (1972).
85. М. Д. Габович, Э. А. Пашицкий, И. М. Проценко, В. Я. Порицкий, Л. С. Симоненко, ЖЭТФ 62, 195 (1972).
86. M. D. Gabovich, E. A. Pashitskii, I. M. Pirotsenko, L. S. Simonenko, in: Proc. of 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, 1971, p. 358.
87. А. Б. Михайловский, Э. А. Пашицкий, ЖЭТФ 48, 1787 (1965).
88. А. Б. Михайловский, *ibid.*, с. 380.
89. L. S. Bogdankevich, E. A. Lovetskii, A. A. Rukhadze, Nucl. Fusion 6, 176 (1966).
90. М. В. Незлин, М. И. Такатакишвили, А. С. Трубников, ЖЭТФ 55, 397 (1968).
91. W. Domtmaschek, in: Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Research, v. 2, Vienna, IAEA, 1969, p. 765.
92. Т. А. Давыдова, УФЖ 15, 959 (1970).
93. M. D. Gabovich, I. M. Protosenko, V. N. Tovmachenko, V. M. Koloschko, in: Proc. of 8th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, IAEA, 1967, p. 366.
94. И. С. Байков, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ 35, 1913 (1965).
95. Э. А. Пашицкий, ЖТФ 38, 1020 (1968).
96. M. Pegulli, S. Etievant, E. Lutaud, J. Phys. et Rad. 26, 493 (1965).
97. М. Д. Габович, И. А. Солошенко, ЖТФ 40, 254 (1970).
98. A. P. Goede, Ion Beam Interaction. Thesis (Amsterdam, 1975).
99. А. И. Морозов, С. В. Лебедев, в кн. Вопросы теории плазмы, вып. 8, М., «Атомиздат», 1974.
100. И. М. Капчинский, Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, М., «Атомиздат», 1974.
101. М. Д. Габович, Физ. плазмы 2, 163 (1976).
102. М. Д. Габович, ЖТФ 46, 1731 (1976).
103. Л. Смит, В. Паркинс, А. Форрестер, УФН 35, 556 (1948).
104. M. D. Gabovich, A. A. Goncharov, V. Ya. Pritskii, I. M. Protosenko, in: Proc. of 12th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, 1975, p. 287.
105. M. Fukao, Y. Takeda, et al., Japan J. Appl. Phys. 14, 1017 (1975).
106. V. M. Kulugin, N. N. Semashko, in: Proc. of 9th Intern. Conference on Ionized Phenomena in Gases, Bucharest, 1969, p. 564.
107. В. Б. Красовицкий, Письма ЖЭТФ 9, 679 (1969).
108. М. Д. Габович, С. М. Левитский, И. А. Солошенко, *ibid.* 1, 416 (1975).
109. G. J. Brakenhoff, A. Vaan, T. Matiti, Plasma Phys. 15, 157 (1973).
110. В. М. Кулыгин, Автореферат канд. диссертации. М., ИАЭ 1975.
111. C. Lejune, цит. в 4 сборник, доклад I-1.
112. Ю. С. Попов, Письма ЖЭТФ 4, 352 (1966).
113. S. Humphries, цит. в 4 сборник, доклад III-1.
114. S. Humphries, J. J. Lee, R. N. Sudan, Appl. Phys. Lett. 25, 20 (1974); J. Appl. Phys. 46, 187 (1975).
115. J. M. Creedon, I. D. Smith, D. S. Proano, Phys. Rev. Lett. 35, 91 (1975).
116. М. Д. Габович, А. А. Гончаров, И. М. Проценко, УФЖ 21 (10) (1976).