

КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В ПРЯМЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

В. М. Быстрицкий, А. Н. Диденко

Научно-исследовательский институт ядерной физики, Томск

Дан обзор экспериментальных и теоретических исследований по коллективному ускорению ионов в прямых электронных релятивистских пучках, начало которых было положено В. И. Векслером, Г. И. Будкером, Б. Я. Файнбергом. Выполнен сравнительный анализ рассмотренных методов ускорения в плане их перспективности для создания жизнеспособного ускорителя в диапазоне до нескольких сотен мегаэлектронвольт на один нуклон.

This paper make a review of experimental and theoretical studies on collective ion acceleration in straight relativistic electron beams, the beginning of which was connected of V. I. Veksler, G. I. Budker and B. Ya. Fainberg. The comparative analysis of reviewed methods of acceleration is made in the frame of their validity to create a viable accelerator in the middle range of particles energies (up—to several hundreds MeV per unit charge).

ВВЕДЕНИЕ

Вот уже более двадцати лет создание ускорителей с конечной энергией частиц до сотен мегаэлектронвольт — единиц гигаэлектронвольт на заряд и током ускоренных частиц на уровне десятков ампер — единиц килоампер связывается с коллективным удержанием и ускорением в собственных полях интенсивных заряженных сгустков, нескомпенсированных пучков и плазмы. Привлекательность идеи использования собственных коллективных полей обусловлена их значительно большей величиной по сравнению с допустимыми значениями сторонних СВЧ-полей, применяемыми в обычной ускорительной технике. Простые оценки показывают, что при вполне умеренных плотностях плазмы или пучков эти поля могут достигать 10^6 — 10^7 В/см, что на один-два порядка превышает ускоряющие поля в резонаторах.

В ранних предложениях этого рода рассматривали возможность ускорения протонов электронными сгустками, или фокусом электрон-

ного потока при его сканировании [1], что, по оценкам авторов, должно было обеспечить темп ускорения $E \approx 250$ кэВ/см.

Как новое направление в физике ускорения коллективные методы впервые получили глубокое обоснование в работах В. И. Векслера [2], Б. Я. Файнберга [3] и Г. И. Будкера [4], представленных в 1956 г. на Международном симпозиуме по ускорителям высоких энергий в Женеве.

Коллективные методы ускорения и удержания частиц можно разделить [2—5]:

1) на ускорение как единого целого интенсивного, электронного сгустка, нагруженного ионами, с помощью внешних полей, сгустков или пучков;

2) на ускорение сгустков ионов медленными волнами в электронном пучке или плазме.

Одним из узловых моментов ускорения сгустка как единого целого является его создание и удержание без разрушения в течение всего цикла ускорения. Решение этой проблемы связано с идеей автостабилизированного релятивистского электронного пучка с частичной нейтрализацией, выдвинутой Г. И. Будкером [4]. В таком пучке при допущении малости поперечной энергии электронов ($E_{\perp}/E_{\parallel} \ll 1$) бессиловое равновесие в собственных электрических и магнитных полях можно получить с помощью частичной нейтрализации $f_e = n_i/n_e = 1/\gamma_e^2$ (условие Беннета — Будкера [6]). К примеру, ускорение электронно-ионного сгустка, в котором $m_i N_i \ll m_e N_e$, где m_i , N_i — масса и количество ионов и электронов соответственно, как единого целого, будет обеспечено при выполнении требования [7]

$$E_{\text{макс}} > m_i E_{\perp} / z_i m_e \gamma_e, \quad (1)$$

где $E_{\text{макс}}$ — максимальная напряженность поля в сгустке; E_{\perp} — напряженность внешнего электрического поля, ускоряющего сгусток.

Сущность методов коллективного ускорения, предложенных В. И. Векслером, заключалась в создании кольцевых вращающихся электронных сгустков с большим азимутальным γ_{ϕ} , загрузкой их ионами и ускорением в направлении, перпендикулярном плоскости колец, с помощью внешних магнитных, электрических полей или полей других сгустков. Максимальная напряженность поля в таком вращающемся кольцевом сгустке определяется из следующего соотношения [8]:

$$E \approx e N_e / \pi r_0 a, \quad (2)$$

где N_e — полное число электронов в кольце; r_0 , a — средний радиус и характерный размер сечения кольца, см.

Электронно-кольцевой метод ускорения получил широкое признание и развитие сначала в теоретическом (ФИАН, ОИЯИ, РТИ АН, МИФИ, ИТЭФ) [2—5], а затем экспериментальном аспекте в Советском Союзе (ОИЯИ) [7, 8] и за рубежом в США [9] и ФРГ [10]. К настоя-

щему времени в результате большой работы этих научных коллективов создана полная и строгая теория генерации и ускорения электронных колец с ионами и осуществлено ускорение ионов с атомной массой до $A = 137$. Учитывая, что электронно-кольцевой метод ускорения ионов с исчерпывающей полнотой изложен В. П. Саранцевым и Э. А. Перельштейном [8], мы отсылаем читателя к этой книге.

Методы коллективного ускорения ионных ступков в нескомпенсированных пучках или плазме на медленных волнах (волнах пространственного заряда, циклотронных или волноводных модах), впервые предложенные Я. Б. Файнбергом [3], отличаются от рассмотренного выше ускорения ионов в отдельных электронных ступках несколькими фундаментальными свойствами, а именно:

а) электронные волны плотности в нескомпенсированных пучках, распространяясь, вызывают колебательные движения электронов пучка, в результате чего средняя расталкивающая сила, действующая на электроны пучка, равна нулю, что улучшает условия поперечной устойчивости;

б) γ -фактор электронов пучка остается на уровне умеренного релятивизма по сравнению с $\gamma_{\text{ф}}$ электронов в интенсивном кольце, что обеспечивает более высокие значения эффективных ускоряющих полей;

в) предельные значения ускоряющих полей и переменной плотности зарядов пучка в медленной волне ограничены только требованием отсутствия захвата волной электронов пучка.

Эти методы коллективного ускорения основываются на возможности распространения медленных волн с фазовой скоростью меньше скорости света в ограниченной плазме или нескомпенсированных пучках [11, 12] и существовании помимо возбуждения от стороннего источника СВЧ эффективных механизмов возбуждения таких волн при взаимодействии пучок — плазма, пучок — пучок или пучок — полость дрейфа [12—21]. Приведенные ссылки далеко не исчерпывают работы в этом направлении.

Частным случаем процессов рассматриваемого вида является коллективное ускорение ионного ступка на фронте релятивистского электронного пучка (РЭП), который представляет одиночную медленную волну пространственного заряда [22]. В последние годы бурное развитие сильноточной электронной технологии стимулировало исследования коллективного ускорения ионов в РЭП, которые нашли отражение в обзорах [28, 46, 49].

В предлагаемой работе сделана еще одна попытка дать обзор этих исследований. Однако ограниченный объем статьи и определенный круг интересов авторов позволяют рассмотреть только три основных типа такого ускорения:

1) ускорение ионов на фронте РЭП, дрейфующего в нейтральном газе; 2) ускорение ионов на фронте РЭП, дрейфующего в вакууме; 3) ускорение ионов на медленных волнах (пространственного заряда или циклотронных) в РЭП, дрейфующем в вакууме.

Что касается ускорения ионов в РЭП, дрейфующем в плазме, — направления, интенсивно разрабатываемого на протяжении ряда лет в Физико-техническом институте АН УССР, мы отсылаем читателей к соответствующим работам (см., например, [7, 14, 18, 19]).

1. МОДЕЛИ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ, ДРЕЙФУЮЩИХ В НЕЙТРАЛЬНОМ ГАЗЕ

Впервые открытое более десяти лет назад Грейбиллом и др. явление коллективного ускорения ионов в РЭП, дрейфующем в нейтральном газе [22], стало предметом широких исследований. К настоящему

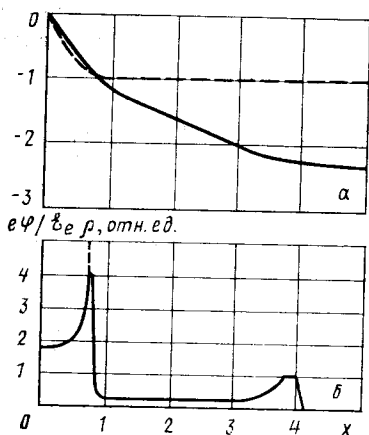


Рис. 1. Распределение потенциала $e\varphi/\epsilon_0\rho$ (а), плотности пространственного заряда ρ (б) в модели Ростокера (пунктирные кривые) [41] и Ростокера — Пауки (сплошные кривые) [43]

времени накоплен большой экспериментальный материал, отражающий многочисленные характеристики и особенности этого процесса [22—39]. В то же время единая теория явления, физическая сущность которого в общих чертах достаточно ясна, до сих пор отсутствует, хотя существует ряд моделей и численных расчетов, с разной степенью полноты и точности согласующихся с экспериментальными результатами [40—52]. Такое положение обусловлено существенной нестационарностью, нелинейностью и многопараметрической зависимостью процессов от внешних условий (давления, рода газа, геометрии дрейфа) и характеристик РЭП (его геометрии, напряжения, тока, длительности фронта и т. п.). Наибольшее распространение получили фронтально-ионизационные модели, связывающие природу уско-

ряющих полей с волной пространственного заряда на фронте РЭП, т. е. модели квазиэлектростатического типа. Все они являются различными модификациями одномерной модели Ростокера [41]. Сущность этой модели сводится к следующему (рис. 1). При инжекции одномерного моноэнергетического электронного пучка в дрейфовое полупространство через заземленную плоскость анода на его фронте происходит торможение электронов при соответствующем росте их плотности до расходящихся величин и формирование виртуального катода, т. е. потенциальной ступеньки высотой ($\gamma_e -$

$-1) m_e c^2/e = \frac{\epsilon_e}{e}$ на расстоянии c/ω_e от анода (ω_e — ленгмюровская частота: $\omega_e^2 = 4\pi n_e e^2/m_e \gamma_e$). При стационарном рассмотрении плот-

ность заряда за виртуальным катодом равна нулю, т. е. весь пучок отражается назад к аноду. Наличие газа в пространстве дрейфа приводит к его ионизации электронным пучком, скорость протекания которой можно определить из формулы [53]

$$dn_i/dt \approx 10^{-1} z_M n_e p, \quad (3)$$

где z_M — среднее число электронов на молекулу; n_i — плотность ионов; n_e — плотность электронов; p измеряется в мм рт. ст. Генерируемые ионы ускоряются на склоне потенциальной ступеньки в сторону виртуального катода и, достигая его, приобретают энергию $\mathcal{E}_i = z_i \mathcal{E}_e$, где z_i — заряд иона.

При этом по мере нейтрализации пространственного заряда в прианодной области виртуальный катод перемещается со средней скоростью $v \approx L/\tau_n$, где $L \approx c/\omega_e$; τ_n (среднее время нейтрализации) определяется из формулы (3). Благодаря существованию предиионизации в области дрейфа, лежащей перед виртуальным катодом (за счет фотоионизации, СВЧ-излучения и убегающих электронов на фронте РЭП), скорость перемещения виртуального катода (ВК) будет со временем нарастать так, что при выполнении условия синхронизации $\ddot{x}_i \geq \ddot{x}_{в.к}$ будет наблюдаться захват ионов в режим ускорения до энергий значительно больших, чем глубина потенциальной ступеньки \mathcal{E}_e/e . Здесь $\ddot{x}_i = (1/cm_i) z_i \mathcal{E}_e \omega_e$ — ускорение ионов; $\ddot{x}_{в.к}$ — ускорение движения виртуального катода, обусловленное предшествующей ионизацией. Оценка максимальной энергии ионов в рамках модели приводит к выражению $\mathcal{E}_{i \text{ макс}} \approx (n_e/n_e^*) z_i \mathcal{E}_e$, где n_e^* — плотность электронов в области за виртуальным катодом, входящая в модель, как свободный параметр, выбором которого можно обеспечить согласие с экспериментом. В частности, при $n_e^*/n_e = 0,2$ получим величины, довольно хорошо согласующиеся с наблюдаемыми, а именно: энергия ускоренных ионов оказывается в $(1 \div 5)$ раз больше, чем $z_i \mathcal{E}_e$, длина ускорения соответствует единицам — десяткам сантиметров, длительность ионных импульсов — долям — единицам наносекунд. Модель Ростокера крайне проста, она не учитывает многих факторов и в частности:

- 1) изменения крутизны виртуального катода в процессе его перемещения;
- 2) влияния ионов на процессы нейтрализации;
- 3) реальной геометрии РЭП и пространства дрейфа;
- 4) реальной немонотонности пучка, т. е. наличия фронта напряжения и тока конечной длительности у РЭП.

Тем не менее простота модели и правильно схваченная сущность механизма ускорения позволили ей стать основой для всех последующих модифицированных подходов к этой проблеме. К числу таких модификаций можно отнести:

- 1) учет распределения электронов и ионов по плотности и энергии на фронте РЭП; временного изменения электрических полей, их

зависимости от ширины фронта ионизации и связи с эффективностью ускорения в широком диапазоне v/γ РЭП [46—48]. Здесь v — параметр Будкера, $v = J\gamma_e/m_e c^3 \sqrt{\gamma_e^2 - 1}$;

2) рассмотрение ионного вклада в нейтрализационные процессы [45—49];

3) введение гипотезы стационарной прианодной глубокой потенциальной ямы $(2 \div 3)\mathcal{E}_e/e$ [43, 49];

4) введение концепции предельного тока [42, 49];

5) учет рассеяния РЭП в прианодной области, приводящего к начальному увеличению предельного тока инжектируемого пучка [34, 51];

6) введение гипотезы нестационарной глубокой ямы с малым временем жизни [34, 50, 52];

7) энергетический подход к движению фронта РЭП, нагруженного ионами, при больших v/γ пучка и давлениях газа [36].

Первая модификация является фактически теоретическим обоснованием модели Ростокера. В. И. Кучеров, используя термализованное распределение осциллирующих электронов в области анод — виртуальный катод

$$n_e(x) = 2n_e(0) \exp[U(x)/\gamma_e^*], \quad (4)$$

где $U(x) = e\varphi(x)/m_e c^2$, получили в квазистатическом приближении выражения для напряженности электрического поля (профиль фронта ионизации — ступенька) в виде

$$E(x) = 4[\pi n_e m_e c^2 \gamma_e^*]^{1/2} / \{1 + 2x[\pi n_e e^2 / m_e c^2 \gamma_e^*]^{1/2}\} \quad (5)$$

и плотности распределения ионов и их скорости:

$$\left. \begin{aligned} n_i(x, t) &= 2n_e \exp[-\sqrt{m_i/m_e} \gamma_e^*(x/ct)]; \\ v_i(x, t) &= x/t + \sqrt{(m_e/m_i) \gamma_e^*} c. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь $\gamma_e^* m_e c^2$ — эффективная температура РЭП.

Авторы [47, 48] показали, что движение волны ионизации носит автомодельный характер, стационарность которого нельзя обеспечить лишь электронной ударной ионизацией. Проведенный анализ позволил получить временную картину расплывания волны пространственного заряда на фронте РЭП с его продвижением и ростом нейтрализации, интенсивность которого увеличивается с уменьшением v/γ РЭП. Поэтому, для увеличения эффективности ускорения Кучеров предложил внешнее управление волной ионизации [48].

Вторая модификация, введенная Александром и др. [45], связана с учетом вклада ионов в нейтрализационные процессы, который становится существенным при выполнении условия срыва процессов перезарядки. Последнее записывается в виде $E/p > A \cdot 10^6$ [54], где $A \geq 1$; p — в мм рт. ст.; E — в В/см. В этом случае на длине свободного пробега ионы успевают ускориться до энергий $\mathcal{E}_i >$

$> (50 \div 100)$ кэВ, при которых сечения ударной ионной ионизации значительно больше, чем сечения их перезарядки, приводящей к выбыванию ионов из процесса ускорения. Таким образом, факт ускорения ионов до энергии $\mathcal{E}_i > (50 \div 100)$ кэВ однозначно свидетельствует о наличии лавинной ионизации газа под действием ионов, на порядок более эффективной, чем электронная при тех же средних энергиях. К примеру, для H_2 $\tau_i = 0,33/p$; $\tau_e = 5/p$, где τ_i, e — среднее время ионизации ионами и электронами, нс, если p — в мм рт. ст.

Александр и Хинце выполнили анализ одномерного самосоглазованного стационарного движения фронта РЭП, нагруженного ионами, используя кинетический подход с учетом электронной и ионной ударных ионизаций и процессов перезарядки [46]. Анализ показал, что существуют две области давлений, поведение в которых таких характеристик, как скорость фронта РЭП, количество ускоренных ионов и т. д., качественно различаются между собой. Так, с увеличением давления выше границ первой области скорость фронта терпит разрыв. Соответственно количество ионов, захваченных фронтом в этой области, падает до 2%.

Сущность концепции глубокой потенциальной ямы и предельного тока заключается в следующем. Временной анализ инжекции одномерного моноэнергетического пучка в плоское полупространство дрейфа, выполненный Пауки и Ростокером [43], показал, что в процессе установления потенциальная ступенька, формируемая в этом случае, имеет глубину, значительно превышающую (в 2—3 раза) \mathcal{E}_e/e . Столь неожиданный на первый взгляд результат обусловлен геометрией рассматриваемой задачи и моноэнергетичностью пучка. В данном случае максимальная высота потенциальной ступеньки связана с головной частью РЭП — убегающими электронами, которые в одномерном рассмотрении движутся в бессиловом дрейфе, уходя как угодно далеко от плоскости инжекции. Основная же часть электронов пучка тормозится до полной остановки, формируя виртуальный катод глубиной \mathcal{E}_e/e , расположенный на расстоянии c/ω_e от анода. Аналогичные результаты можно получить при рассмотрении моноэнергетического пучка с конечной длительностью фронта тока $\tau_{фТ}$, а также в релятивистском подходе. При этом глубина ступеньки достигает значения $\varphi_n \approx 2,25 \mathcal{E}_e/e$. Результаты одномерного анализа были взяты Олсоном в качестве постулятивного основания его двумерной модели ускорения ионов [49]. В отличие от результатов Пауки и Ростокера [43], Олсон постулировал возникновение такой глубокой потенциальной ямы только при выполнении условия $J_{инж} > J_{пр}$, где

$$J_{пр} = \frac{m_e c^3}{e} \frac{(\gamma_e^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(R_{тР}/r_n)} \frac{1}{(1 - f_e)} \quad (7)$$

— предельный вакуумный ток Рухадзе для цилиндрического пучка радиусом r_n в цилиндрической трубе радиусом $R_{тР}$; f_e — степень

зарядовой нейтрализации. В рамках этой модели процессы ускорения ионов протекают следующим образом.

С нарастанием тока инжекции происходит углубление потенциальной ямы в прианодной полости с рассыпанием пучка и одновременным протеканием процессов нейтрализации. Скорость процессов нейтрализации зависит от давления газа, а также напряженности электрических полей, и может быть обусловлена как электронной, так и ионной компонентами.

При достижении током значения $J_{пр}$ пучок останавливается в прианодной области, рассыпаясь на стенки, и формируется глубокая потенциальная яма $\varphi_n \approx (2 \div 3) \mathcal{E}_e/e$, имеющая стационарный характер. Время формирования такой потенциальной ямы составляет доли наносекунд. Время существования глубокой стационарной потенциальной ямы определяется временем нейтрализации прианодной области, с учетом как электронного, так и ионного вклада. Решение уравнения зарядового состояния

$$dn_i/dt \approx n_e/\tau_e + n_i/\tau_i, \quad (8)$$

приводит к выражениям для $f_e(t)$ в следующем виде:

$$f_e(t) = (\tau_i/\tau_e) [\tau_i \exp(t/\tau_i) - t - \tau_i]/t. \quad (9)$$

Одновременно с процессами нейтрализации прианодной области происходит ускорение ионов в двумерной потенциальной яме до энергии $0 < \mathcal{E}_i < (2 \div 3) \mathcal{E}_e z_i$. При достижении $f_e \ll 1$ происходит переход к состоянию движущейся потенциальной ямы с меньшей глубиной $\varphi_n \ll \mathcal{E}_e/e$. Часть ионов, ускоренных в аксиальном направлении, оказывается захваченной в режим ускорения. Условие захвата иона потенциальной ямой записывается в виде

$$\mathcal{E}_{i0}/(m_i v_n^2/2) \geq [1 - z_i e \varphi_n / (m_i v_n^2/2)]^{1/2}, \quad (10)$$

где v_n — скорость движения ямы; \mathcal{E}_{i0} — начальная энергия ионов.

Рассмотренная модель, несмотря на свою постулятивность, наиболее разработана и допускает сравнение с экспериментальными результатами по многим параметрам. Это в первую очередь относится к проверке самих концепций предельного тока и глубокой потенциальной ямы, зависимостям эффективности ускорения от тока инжекции, давления газа, геометрии пространства дрейфа, длительности фронтов напряжения и тока пучка, внешнего магнитного поля и его геометрии.

Учет геометрии расширяющегося электронного пучка, инжектируемого в полость дрейфа, в подходе Быстрицкого и др. [51], приводит к существенному изменению предельного тока в прианодной области, характера и последовательности протекающих здесь процессов. Как показывают оценки и численные расчеты, предельный ток в такой геометрии в первом приближении оказывается большим, чем следует из выражения (7), примерно в $[1 \div 2 \ln(R_{тг}/r_n)]$ раз [34]. В результате этого формирование виртуального катода насту-

пает при достижении током большего значения, чем в формуле (7). Начало ускорения связывается только с выполнением единственного условия срыва процессов перезарядки $E/p > 10^6$ В/(см·мм рт. ст.); а не с обязательным превышением предельного тока.

Анализ ускорения ионов, например для водорода, при низком давлении ($p \ll 1/\tau_{\text{фн}}$) для двух диапазонов токов инжекции ($J_{\text{инж}} \approx \approx J_{\text{пр}}$ и $J_{\text{инж}} \gg J_{\text{пр}}$), приводит к следующим приближенным выражениям для минимального значения отношения ($J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$), при котором начинается ускорение ионов:

$$J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}} \geq 10Lk\tau_{\text{ф1}}/[\varphi_A(2\tau_e - \tau_{\text{фн}} + \Delta t)(\tau_{\text{фн}} - \Delta t)]; \quad (11)$$

$$J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}} \geq 4 \cdot 10^2 r_{\text{п}}^2 \beta_e [\tau_{\text{фр}}/(\tau_{\text{фн}} - \Delta t)]/[\varphi_A^2 J_{\text{пр}}(2\tau_e - \tau_{\text{фн}} + \Delta t)^2], \quad (12)$$

где $\tau_{\text{ф.т}}$, $\tau_{\text{ф.н}}$ — длительности фронтов тока и напряжения; Δt — временной интервал запаздывания тока инжекции по сравнению с напряжением, нс.

Эти выражения, являющиеся функциями полного набора параметров РЭП и пространства дрейфа, получены из следующих допущений. Для $J_{\text{инж}} \approx J_{\text{пр}}$ максимальное провисание потенциала в области виртуального катода $\varphi_{\text{вк}}$ определяется соотношением $\varphi_{\text{вк}} \approx (J_{\text{инж}}/kJ_{\text{пр}})\varphi_A(1 - f_e)$, где k — коэффициент увеличения предельного тока за счет расширения пучка; φ_A — напряжение инжекции РЭП; протяженность склона виртуального катода $J = \xi R_{\text{тр}}$, $\xi \leq 1$. Начало ускорения ионов в предельном случае происходит в момент времени $t \approx \tau_{\text{фн}}$. Для $J_{\text{инж}} \gg J_{\text{пр}}$ максимальная глубина провисания в прианодной области составляет $\varphi_A(1 - f_e)$, а протяженность склона виртуального катода принята приближенно равной cl/w_e . В подходе рассмотрены два режима давления, различных по соотношению длительностей фронтов напряжения и тока пучка и времени протекания процессов нейтрализации.

Общая последовательность процессов, приводящих к ускорению ионов, такова: в начальной стадии инжекции пучка происходит его рассыпание на длину, равную примерно $R_{\text{тр}}$, и медленная нейтрализация электронами $f_e \approx t/2\tau_e$ всей области рассыпания РЭП, так как доминируют процессы перезарядки. Ионы не принимают участия в ионизации газа. При достижении необходимой крутизны на прианодном склоне потенциальной ямы ($E/p > 10^6$) здесь начинаются ионная лавинная ионизация и ускорение ионов, в то время как на пологом переднем склоне потенциальной ямы это условие не удовлетворяется и ускорения ионов в сторону анода нет. В результате быстрой нейтрализации заднего склона потенциальной ямы она начинает отходить от анода в сопровождении ускоряемых ионов со скоростью, определяемой из соотношения $v_{\text{н}} \approx L_c/\tau_{\text{н}}$, где L_c — длина заднего склона. При движении задний склон попадает в область с нарастающей степенью начальной нейтрализации, что приводит к уменьшению полного времени нейтрализации фрон-

та РЭП, соответственному уменьшению крутизны и глубины потенциальной ямы до нуля. Особенность подхода — отказ от постулятивности модели Олсона и предсказание начала ускорения ионов в самом широком диапазоне $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$, в том числе и для $J_{\text{инж}} > J_{\text{пр}}$ или $J_{\text{инж}} < J_{\text{тр}}$. Модель безотносительна к концепции глубокой потенциальной ямы, и в ее рамках ускорение ионов до максимальных значений $\xi_i \gg z_i \xi_e$ происходит на стадии движущейся потенциальной ямы, как и в подходах, рассмотренных в работах [41, 42, 46, 47]. Модель предсказывает уменьшение минимального значения ($J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$) с увеличением энергии электронов РЭП и смещение давления срыва ускорения и оптимального давления в большую сторону с увеличением значения $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$.

При использовании гипотезы глубокой прианодной потенциальной ямы нестационарного характера с малым временем жизни $t \ll \ll (c/\omega_e) (2z_i \xi_e/m_i)^{-1/2}$ в работах В. М. Быстрицкого и др. [50], А. А. Коломенского и др. [52] ее формирование связывается с выполнением условия $J_{\text{инж}} > J_{\text{пр}}(t_1)$, где t_1 — момент достижения степени нейтрализации f_e , соответствующей началу пинчевания РЭП. Для реальных «горячих» пучков с распределением по углу θ после прохождения анодной фольги необходимая величина f_e , при которой начинается переход от рассыпания пучка к стягиванию, определяется из соотношения

$$f_e \geq 1 - \beta_e^2 \cos^2 \bar{\theta} \quad (\text{т. е. } f_e > 1/\gamma_e^2). \quad (13)$$

В модели, рассмотренной в [50], при достижении этого значения f_e пучок прекращает рассыпаться и начинает стягиваться к оси. Стягивание завершается формированием виртуального катода и отражением от него части тока к аноду: $\Delta J = J_{\text{инж}} - J_{\text{пр}}(1 - f_e)^{-1}$, так как соответствующий пучку с постоянным радиусом предельный ток меньше. Результирующее уменьшение полного тока на участке катод—виртуальный катод приводит к генерации вихревой э. д. с. и соответствующему ускорению электронов до энергии большей, чем $e\varphi_A$:

$$\xi \approx e\varphi_A + (\Delta J/c) [1 + 2 \ln (R_{\text{тр}}/r_{\text{п}})], \quad (14)$$

которые углубляют провисание потенциала на виртуальном катоде. Рассмотренная модель предпочтительна для РЭП с большими γ_e и для низкого давления газа, когда $1/\gamma_e^2 \ll 1$, а времена достижения $f_e \geq 1/\gamma_e^2$ оказываются большими, чем время достижения предельного тока.

Формирование нестационарной глубокой ямы в работе [52] также обусловлено стягиванием пучка в области силовой перекомпенсации ($f_e > 1/\gamma_e^2$), которая приводит к генерации аксиальных электрических полей, вызывающих быстрое «углубление и укрупнение» потенциальной ямы, сформировавшейся у анода. При этом

для вычисления продольных электрических полей используется выражение

$$E(x) = \frac{J}{J_A} \left(-\frac{J}{cr_{II}} \frac{\partial r_{II}}{\partial t} + \frac{J}{2n} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{k}{e} \frac{\partial J}{\partial t} \right). \quad (15)$$

Это выражение аналогично полученному Патнэмом в модели локализованного, самоускоряющегося пинча [44], стоящей особняком от электростатических моделей ускорения. Возникновение пинча здесь связано с локальным увеличением плотности ионов, которая приводит к резкому сжатию пучка и генерации вихревой э. д. с., ускоряющей ионы. Перемещение ионной пробки в поле вихревой э. д. с. сопровождается дальнейшим захватом в пинч ионов и ростом аксиального электрического поля до насыщения на уровне $E_x \approx \approx 60J/r_{II}$. Срыв ускорения наступает из-за резкого уменьшения f_e в области за локализованным пинчем, соответствующего развалу пучка. В отличие от многих электростатических подходов модель не связывает движения ионного сгустка с фронтом РЭП, и в ее рамках возможна генерация нескольких сгустков ионов.

Заключая представленный краткий обзор моделей ускорения ионов в нейтральном газе электростатического типа, отметим, что:

1) все они связаны с механизмом ускорения на одиночной волне пространственного заряда на фронте пучка;

2) во всех из них, следовательно, должна наблюдаться линейная зависимость между зарядовым состоянием и конечной энергией ионов;

3) каждая из этих моделей предсказывает определенную связь эффективности процессов ускорения и характеристик ускоряемых ионов с различными параметрами пучка и дрейфа, а некоторые из них — пороговые значения тока инжекции, ниже которых ускорение не наблюдается. Из-за очень большого объема экспериментальной статистики сравнительный анализ теоретических предсказаний и экспериментальных и числовых результатов целесообразно выполнить по группам работ, посвященных отдельным аспектам общей проблемы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ЧИСЛОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В РЭП В НЕЙТРАЛЬНОМ ГАЗЕ. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Общая схема экспериментов по ускорению ионов в РЭП за истекшие более чем десять лет исследований не претерпела значительных изменений. Она сводится к инжекции РЭП в трубу дрейфа, снабженную соответствующими детекторами ионов и электромагнитных полей пучка (рис. 2). Измеряемые параметры — характеристики ионных сгустков (энергия, количество, форма, длина и темп уско-

рения) и рассыпающегося электронного пучка (энергия, скорость распространения, глубина провисания потенциала на виртуальном катоде и т. п.). При выходе фронта дрейфующего пучка, нагруженного ионами, из трубы дрейфа с помощью магнитного поля производится отсечка электронов от ионного сгустка, который продолжает

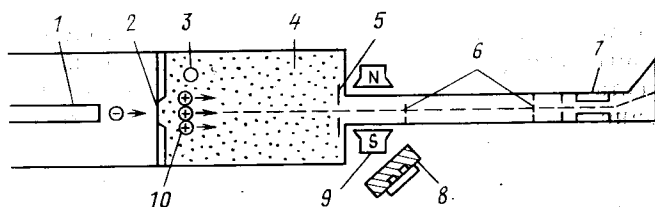


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования коллективного ускорения ионов в РЭП [30]:

1 — катод; 2 — анод из фольги; 3 — пояс Роговского для измерения чистого тока РЭП; 4 — рабочий газ; 5 — активизируемая мишень; 6 — время-пролетные сетки; 7 — масс-спектрометр; 8 — нейтронный детектор; 9 — отклоняющий магнит; 10 — ионный сгусток

движение к детекторам (пролетные датчики, ядерно-активационные или пробежные спектрометры и т. д.).

Исследование характера ускоряющих полей. Энергия аксиально-ускоренных ионов, ее зависимость от их зарядового состава, длины ускорения, а также энергия электронов и ионов, ускоренных в радиальном направлении в прианодной области, были исследованы в [22—37]. Имеется достаточно хорошая статистика экспериментов на ускорителях с различными v/γ и напряжениями, подтверждающая примерное постоянство \mathcal{E}_i/z_i в диапазоне $(1 \div 3)\mathcal{E}_e$. В экспериментах, проведенных со смесью газов (гелий, водород), несмотря на преимущественное ускорение протонов с максимальным значением z_i/m_i наблюдались также ускоренные двухзарядные ионы гелия с соответствующими энергиями [26]. Как правило, длины ускорения, на которых происходит набор энергии ионами, имеет порядок диаметра трубы дрейфа и зависит от отношения v/γ [28—31]. Это может быть связано с характерной длиной склона виртуального катода (на стадии ускорения в покоящейся потенциальной яме) или с длиной совместного движения потенциальной ямы и ионов. Необходимо отметить, что само измерение длины ускорения может вносить искажения в ускоряющие поля (помещение датчика в непосредственной близости от анода). Расположение большого датчика с заземленным корпусом на расстоянии от анода $x \leq R_{\text{тр}}$ приводит к значительному ($\geq 20\%$) уменьшению глубины формируемой потенциальной ямы и, следовательно, к уменьшению энергии ускоренных ионов. Результаты таких измерений, подтверждающие электростатическую природу прианодных полей, тем не менее не могут дать количественную информацию о длине ускорения. Зависимость выхода ускоренных ионов от длины дрейфовой полости дана на рис. 3 [29].

В подавляющем большинстве работ ионы регистрировали сразу за приходом головных электронов фронта, т. е. в полном соответствии со всеми фронтально-ионизационными моделями. Здесь необходимо указать, что большая протяженность фронта, имеющая порядок радиуса трубы дрейфа $R_{тр}$, может создавать отставание ионного сгустка от головных электронов, которое с увеличением радиуса трубы дрейфа становится довольно значительным.

Эксперименты подтвердили существование начальной фазы «ожидания» пучка вблизи анода (до начала движения потенциальной

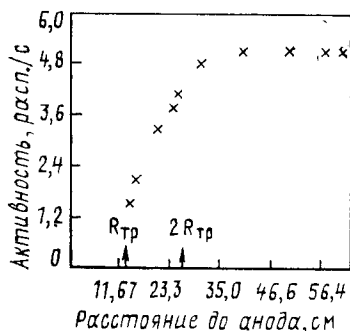


Рис. 3. Зависимость выхода ускоренных ионов по реакции $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ от длины трубы дрейфа [29]

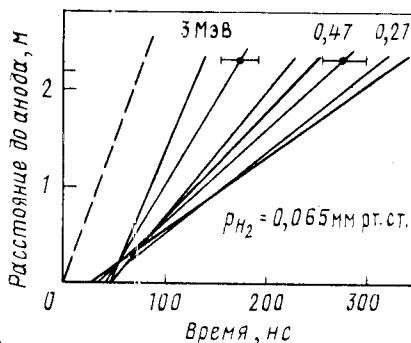


Рис. 4. Результаты время-пролетных измерений ускоренных ионов. Начало отсчета совпадает с моментом инжекции РЭП (по сигналу с пояса Роговского) [61]: пунктирная прямая — скорость фронта $\beta = 0,1$; $J = 100$ кА; $\Phi_{\text{макс}} = 2$ МВ; $R_{тр} = 2,5$ см; $r_{п} = 1$ см

ямы), связанной со скоростью протекания зарядо-нейтрализационных процессов, длительность которой определяется давлением газа. На рис. 4 приведены результаты, полученные во время пролетных измерений моментов прихода электронного фронта и ионных сгустков, подтверждающие фронтальный характер движения ионов [25, 61].

Что касается некоторых экспериментов групп «Физикс интернейшил» и Научно-исследовательского института ядерной физики (г. Томск), в которых нестационарно наблюдали вторые ионные сгустки, следующие за первыми на фронте РЭП с временным интервалом в единицы — десятки наносекунд [25, 27], то происхождение второго ионного сгустка может быть связано с нестационарностью внутридиодных процессов и вихревыми полями, генерируемыми при стягивании РЭП в прианодной области [49].

Измерение глубины потенциальной ямы, формируемой в прианодной области при транспортировке РЭП. Такие эксперименты при получении однозначных результатов являются, несомненно, решаю-

щами в плане проверки концепции глубокой потенциальной ямы $\varphi_{я} \approx (2 \div 3) \mathcal{E}_e/e$ [49]. Прямое измерение прианодного провисания потенциала при наложении аксиального магнитного поля, обеспечивающего замагниченность РЭП ($r_{п} = \text{const}$), было выполнено на ускорителе НСУ-600 с параметрами $\varphi_A = 500$ кВ, $J_{\text{инж}} \lesssim 10$ кА [33]. Полученные значения для глубины потенциальной ямы в прианодной области не превышали $(\gamma_e - 1)m_e c^2/e$, а вдали от анода $(\gamma_e - \gamma_i^{1/3})m_e c^2/e$, что согласуется с формированием виртуального катода и прохождением предельного тока через трубу дрейфа. Эти результаты не подтверждают гипотезу формирования стационарной глубокой ямы, выдвинутую Олсоном [49], так как последняя должна наблюдаться и при наличии магнитного поля. В то же время они не противоречат картине возникновения нестационарной глубокой потенциальной ямы, которая подавляется при наличии сильного магнитного поля [50, 52]. В этой связи особую значимость приобретают прямые измерения глубины прианодной потенциальной ямы в рассыпающемся РЭП без ведущего магнитного поля.

Определение верхней границы энергетического спектра радиально выброшенных из пучка электронов и ускоренных ионов в прианодной области позволяет дать ответ на вопрос о глубине потенциальной ямы. В серии экспериментов, выполненных в НИИ ЯФ г. Томска [37], было показано, что энергия исследуемых электронов не превосходит \mathcal{E}_e , что также не согласуется с картиной стационарной глубокой потенциальной ямы. Измерения потоков радиально-ускоренных ионов в прианодной области ($x \lesssim (1/2) R_{\text{тр}}$) показали, что они на 3—4 порядка менее интенсивны по сравнению с ускоренными в аксиальном направлении как в связи с доминированием процессов перезарядки на периферии трубы дрейфа, где $E/p < 10^6$ В/(см·мм рт. ст.), так и выносом ионов из этой области вдоль оси. Что касается верхней границы энергии ионов, то $\mathcal{E}_i \lesssim z_i \mathcal{E}_e$. В то же время ожидаемое количество ионов с энергией $\mathcal{E}_i > z_i \mathcal{E}_e$ в числовых расчетах при допущении существования стационарной глубокой потенциальной ямы длительностью порядка десятка наносекунд более чем на два порядка превышает экспериментальный порог детектирования [55, 56].

Таким образом, совокупность результатов измерений верхних границ спектров электронов и ионов, ускоренных в радиальном направлении в прианодной области, и числовых расчетов свидетельствует об отсутствии стационарной стадии глубокой потенциальной ямы, предложенной Олсоном [49]. Если такая потенциальная яма и существует, то она существенно нестационарна и время ее жизни $\tau_{я} < 1$ нс, что не противоречит моделям [50, 52].

Числовое моделирование инъекции РЭП с током $J_{\text{инж}} > J_{\text{пр}}$ в полость дрейфа различных конфигураций показало, что формирование потенциальной ямы с глубиной $\varphi_{я} \approx (2 \div 3) \mathcal{E}_e/e$ в прианодной области не имеет места при наличии фронта тока с длительностью, сравнимой с временем прохождения пучком характерных длин поло-

сти дрейфа [50, 57], а также фронта напряжения с длительностью даже на порядок меньше. Временные зависимости максимальной глубины потенциальной ямы при нескольких значениях длительностей фронтов тока и напряжения, полученные для одномерной геометрии дрейфа и пучка, даны на рис. 5. Соответствующие расчеты выполнены в квазистатическом приближении, когда учитывались только электростатические поля, приводящие к формированию глубокой потенциальной ямы в моделях [43, 49]. Что касается времени существования стадии глубокой потенциальной ямы (для ее формирования при большом запаздывании тока по отношению к напряжению), оно также не превышает $L/\beta_{\text{фс}}$, где $L \approx R_{\text{тр}}$ — для цилиндрической геометрии; $L = d$ — для плоской, и составляет малые доли наносекунд. Столь малое время жизни глубокой потенциальной ямы не согласуется с реальным временем набора конечной энергии ионов при прохождении склона этой потенциальной ямы. Характерной чертой числовых решений являются

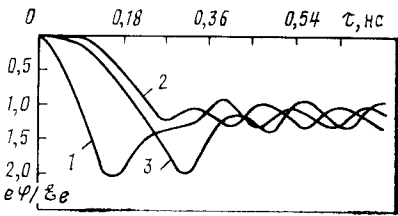


Рис. 5. Временная картина формирования потенциала на фронте РЭП при его инжекции в плоскую полость дрейфа [57]:

$$1 - \tau_{\text{фн}} = \tau_{\text{фт}} = 0; \quad 2 - \tau_{\text{фт}} = \tau_{\text{фн}} = 0,3 \text{ нс}; \quad 3 - \tau_{\text{фт}} = 0,3 \text{ нс}; \quad \tau_{\text{фн}} = 0;$$

$$d = 10 \text{ см}; \quad \varphi_A = 1 \text{ МВ}, \quad j_e = 1 \text{ кА/см}^2;$$

$$\Delta t = 10^{-3} \text{ нс}$$

временные осцилляции максимума провисания потенциала, достигающие $1,2\epsilon_0 e$, и пространственные осцилляции виртуального катода. При инжекции РЭП в трубу дрейфа подобные осцилляции также имеют место, что подтверждается генерацией СВЧ в таких системах [58].

Проверка концепции предельного тока. Цикл экспериментов по исследованию зависимости эффективности ускорения от $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$ был выполнен в [29—31]. Они были дополнены работами [34, 38, 51]. Отметим, что в работах [29—31] использовали ускорители с короткими длительностями фронтов и значительно большими рабочими напряжениями по сравнению с другими, что обеспечивало соответственно большие значения E/p в обычно используемом диапазоне давлений. Основные результаты этих исследований сводятся к следующему.

1. При работе на ускорителях с напряжениями, значительно превышающими $m_e c^2/e$ (в пять и более раз), и короткими длительностями фронтов импульсов коллективное ускорение ионов становится существенным уже при $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}} \approx 1$. Выход реакции $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ при увеличении p дан на рис. 6 [30]. В этих экспериментах ускорение ионов начиналось уже при $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}} > 1/2$.

2. При работе на ускорителях с напряжениями на уровне $(1 \div 2) m_e c^2$ и большой длительностью фронта коллективное ускорение ионов начиналось с величины $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$, значительно превышаю-

щей единицу [например, в [38] ($J_{инж}/J_{пр}$) ≥ 4 , в [32] ($J_{инж}/J_{пр}$) $\geq 1,4$, в [51] ($J_{инж}/J_{пр}$) = 2 (для $\gamma_e = 3$) и ($J_{инж}/J_{пр}$) = 5 (для $\gamma_e = 1,6$)]. Эти результаты скорее согласуются с выполнением требования $E/p > 10^6$ В/(см·мм рт. ст.), а не с концепцией предельного тока, превышение которого (как единственное условие) недостаточно для начала ускорения ионов.

Зависимость энергии ускоренных ионов от $J_{инж}/J_{пр}$. Совокупность полученных результатов распадается на два класса:

1. В экспериментах с малым значением ($v/\gamma \leq 1$) РЭП или на малых давлениях наблюдается прямая зависимость между током

РЭП и конечной энергией ионов [22, 30, 34]. Эта зависимость для

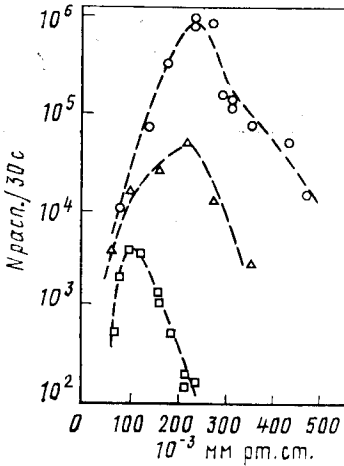


Рис. 6. Зависимость эффективности ускорения ионов по активационному выходу в реакции $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ от давления газа для различных $J_{инж}/J_{пр}$ и $R_{тр}/r_{п}$ [30]

○	-	$R_{тр}/r_{п}=42$,	$J/J_{пр} = 2,2$
△	-	20	1,6
□	-	10	1,3

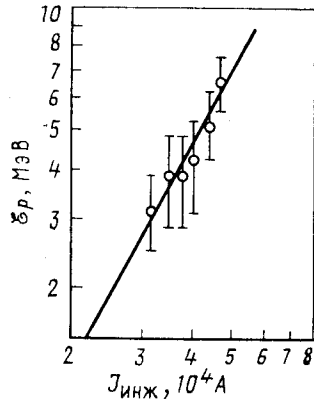


Рис. 7. Зависимость энергии ускоренных ионов от тока инжекции для $v/\gamma < 1$ [22] при $p = 0,1 \div 0,3$ мм рт. ст.; $\Phi_A = 1,7$ МВ; $\tau = 30$ нс

различных параметров РЭП укладывается в диапазон $\mathcal{E}_i \sim J_{инж}^{(<2)}$. Соответствующие экспериментальные данные приведены на рис. 7. Эти результаты при их трактовке в терминах глубокой потенциальной ямы нестационарного характера в прианодной области указывают на зависимость ее глубины от отношения $J_{инж}/J_{пр}$. Более предпочтителен механизм ускорения на стадии движущейся потенциальной ямы с глубиной $\varphi_n \leq \mathcal{E}_e/e$, эффективность которого зависит от длины совместного движения заднего склона потенциальной ямы с ускоренными ионами. При увеличении v/γ протяженность заднего склона потенциальной ямы меньше и, соответственно, меньше скорость ее отхода от анода, т. е. движения на начальном этапе,

больше вероятность захвата ионов и синхронного движения их с потенциальной ямой при ее расплывании и ускорении на большей длине [см. (10)].

2. В экспериментах с большим значением v/γ и большим давлением газа ($\tau_n \approx 2L/\beta_i c$) наблюдается обратная зависимость энергии ионов от тока РЭП [36], приведенная на рис. 8. Эти результаты, несмотря на кажущееся противоречие с моделью Олсона [49], могут быть объяснены при рассмотрении энергобаланса транспортируемого пучка. При большом давлении газа максимальная скорость

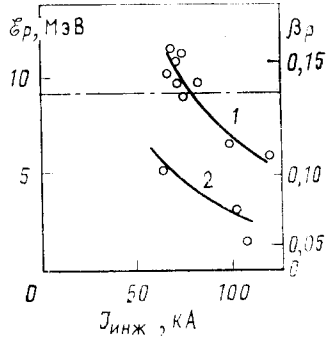


Рис. 8. Зависимость энергии ускоренных протонов \mathcal{E}_p и скорости β_p от тока инжекции для $v/\gamma > 1$ при большом давлении ($J_{\text{инж}} = J_{\text{транс}}$).

Сплошные линии — расчетная скорость фронта РЭП в модели Патнема [36]; штрих-пунктирная — расчетная скорость фронта РЭП в модели [49]; газ — водород, $p = 0,55$ мм рт. ст.; 1 — энергия электронов пучка 0,89 МэВ; 2 — энергия электронов пучка 0,48 МэВ

движения фронта и синхронных с ним ионов лимитируется уже не скоростью протекания нейтрализационных процессов или длиной совместного движения ионов, а мощностью РЭП, расходуемой на генерацию электромагнитных полей в трубе дрейфа. Действительно, в связи с тем, что магнитная энергия, запасенная в ней, пропорциональна $\mathcal{L}J^2/2$, а энергия, инжектируемая в трубу, пропорциональна $J_{\text{инж}}\varphi_A$, дальнейший рост тока РЭП, начиная с определенных значений J , будет приводить к уменьшению его кинетической энергии, так что сохраняется условие энергобаланса

$$J\varphi_A = (J^2/4c) \beta_\phi (1 + 4 \ln R_{\text{тп}}/r_0) + \varphi_A J \beta_\phi / \beta_e + k_1 \varphi_A J \beta_\phi / \beta_e; \\ J \approx J_{\text{инж}}, \quad (16)$$

где первый член соответствует магнитной энергии пучка, второй — кинетической, а третий — электростатической энергии, расходуемой пучком на выбрасывание вторичных электронов из канала пучка и потерю электронов на его фронте со средней энергией $k_1 \mathcal{E}_e$. Отсюда следует обратная зависимость максимальной скорости фронта от тока РЭП

$$\beta_\phi = \varphi_A / [\varphi_A (k_1 + 1) / \beta_e + J (1 + 4 \ln R_{\text{тп}} / r_0) / 4c]. \quad (17)$$

Величина k_1 — эмпирическая константа, определяемая из эксперимента [36].

Здесь необходимо отметить анализ, выполненный Александром и Хинцем в [46], где показано, что для большинства рассмотренных ими экспериментальных данных наблюдается обратная зависимость максимальной энергии ионов от плотности тока РЭП. Эта зависимость согласуется с выдвинутой ими кинетической моделью коллективного ускорения [46]. В то же время в экспериментах Быстрицкого и др. [51], где изменялась только плотность тока РЭП, получено прямая зависимость энергии ионов от плотности РЭП, имеющая вид $\mathcal{E}_i \sim (J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}})^{<1}$. Существующая неоднозначность экспериментальных результатов зависимости энергии ионов от значения (или плотности) тока РЭП указывает на необходимость дальнейших более тщательных исследований.

Зависимость диапазонов газового давления для ускорения ионов от параметров РЭП. Во всех экспериментах ускорение ионов наблюдалось в довольно узкой области давлений $p \lesssim 1$ мм рт. ст., причем этот диапазон смещался в сторону меньших давлений для РЭП с меньшим током и большей длиной фронта [30, 49, 51]. Характерной для этой зависимости является пропорциональность оптимального давления, при котором наблюдается максимальная эффективность ускорения, отношению $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$. В ионизационно-фронтальных моделях смещение оптимума давления находит естественное объяснение, а именно, при увеличении $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$ длина заднего склона виртуального катода уменьшается примерно как $(J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}})^{-1}$ и, соответственно, уменьшается время прохождения его ускоряющим ионом. Очевидно, что для наступления синхронизма между движением ионов и заднего склона нейтрализации фронта РЭП должно уменьшиться соответственно, т. е. при неизменных остальных параметрах пучка $(J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}) \sim p$. Это же относится к верхнему давлению срыва процессов ускорения, аналитическая зависимость между которым и $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$ приведена в формулах (11) и (12). Условие $2\tau_e - \tau_{\text{фн}} + \Delta t > 0$ дает оценку для верхнего давления срыва ускорения $p \lesssim 2A/(\tau_{\text{фн}} - \Delta t)$, здесь A — эмпирическая константа; нижнее давление срыва ускорения ионов связано со значительным отставанием нейтрализационных процессов от движения ускоренных ионов, в результате чего вместо синхронного движения ионов с фронтом пучка наблюдаются медленные осцилляции ионов в потенциальной яме и, следовательно, отсутствует ускоренный ионный ступок. Минимальное давление, например для водорода, можно оценить как $p \lesssim (1/\tau_{\text{п}})$, где $\tau_{\text{п}}$ — длительность пучка нс; p — в мм рт. ст.

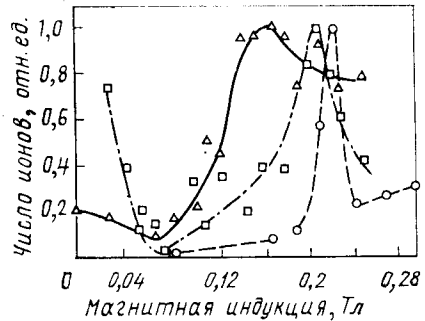
Влияние внешнего магнитного поля на ускорение ионов в РЭП. Во всех экспериментах при наложении внешнего магнитного поля одного направления на всю полость дрейфа $B \geq 0,05$ Т наблюдали сильное подавление коллективного ускорения ионов (на два порядка), причем регистрируемые ионы имели энергию, не превышающую $\mathcal{E}_i \lesssim z_i \mathcal{E}_e$ [25, 34]. Эти результаты находят различные объяснения в рамках перечисленных моделей, однако существо явления,

лежащего в их основе, одинаково: при наложении ведущего магнитного поля пучок транспортируется вдоль всей трубы дрейфа за единицы наносекунд и формируемая потенциальная яма имеет протяженность, равную длине дрейфа. Экспериментально установленное значительное торможение процессов нейтрализации при наложении сильного поля из-за замагничности вторичных электронов [33] приводит к тому, что потенциальная яма не отходит от анода вместе с ионами, и последние не приобретают конечной энергии больше чем $z_i \mathcal{E}_e$ (при достаточной длительности импульса они могут совершать колебания в аксиальном направлении).

Отсутствие синхронизма в движении потенциальной ямы и ионов приводит к резкому уменьшению количества ионов, приходящих

Рис. 9. Зависимость эффективности ускорения ионов во вращающемся РЭП, прошедшем через касп, от магнитной индукции [35]:

○ — показания цилиндра Фарадея; Δ — результаты измерений по выходу реакции $^{13}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$; □ — результаты измерений по выходу реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$



к детектору. Результирующая картина нейтрализации связана не с движением потенциальной ямы с кругым задним фронтом от анода к другому торцу трубы, а нейтрализацией всего дрейфового пространства, т. е. медленным исчезновением длинной потенциальной ямы. Использование «встречной» конфигурации магнитного поля, так называемого *каспа*, необходимой напряженности в прианодной области и однородного поля на остальном участке приводит к остановке пучка сразу за каспом (или сильному торможению его, так что $v_{\phi} \ll \beta_e c$) и к формированию крутой потенциальной ямы, аналогичной рассмотренной выше при отсутствии внешнего поля. Медленное распространение крутого фронта вращающегося электронного пучка и волны нейтрализации приводит к эффективному коллективному ускорению (рис. 9), что и наблюдалось в [35].

Аналогичные результаты были получены и в однородном магнитном поле при условии сильного нагрева РЭП вследствие его прохождения через рассеивающие фольги, так что скорость фронта β_{ϕ} была также мала. Такой способ получения РЭП с малой скоростью движения фронта можно распространить и на вращающиеся пучки без внешнего магнитного поля. Подобная конфигурация реализуется при инжекции вращающегося РЭП в дрейфовую трубу с проводящими стенками, которая заполнена нейтральным газом, обеспечивающим зарядовую нейтрализацию. В этом случае равновесное

состояние вращающегося электронного слоя достигается за счет собственных аксиальных и азимутальных полей, имеющих замкнутую конфигурацию с реверсом, так что сохраняется общий нулевой магнитный поток через трубу дрейфа [39]. Типичные скорости фронта лежат в диапазоне $\beta_{\phi} \approx 0,1$ и оцениваются из выражения $Z/\mathcal{L}f_m^2$, где Z — импеданс диода; \mathcal{L} — погонная индуктивность системы пучок + труба; f_m — степень токовой нейтрализации. В таком вращающемся электронном слое основная энергия РЭП запасена в азимутальной кинетической энергии и v/γ_e пучка достигает 20—30.

Эксперименты [39] показали высокую эффективность ускорения ионов в рассмотренной конфигурации. Среднее число ускоряемых ионов в импульсе достигало 10^{14} при оптимальном давлении 75×10^{-3} мм рт. ст. водорода. Как и во всех других экспериментах, ускоряемый ионный ступок был связан с фронтом РЭП при максимальной энергии ионов $\mathcal{E}_i \approx \mathcal{E}_e z_i$.

Рассмотренные методы ускорения ионов во вращающемся РЭП во внешнем поле и без него обладают некоторыми признаками электронно-кольцевых методов, где ионы ускоряются на всей длине одним и тем же кольцевым электронным ступком в отличие от ускорения в прямых пучках (на уровнях тока $J_{\text{инж}} \geq J_{\text{пр}}$), где оно происходит на фронте РЭП в потоке электронов, непрерывно проходящих через виртуальный катод, рассыпающихся на стенки или уходящих вдоль дрейфовой полости.

Управление коллективным ускорением ионов на фронте РЭП в нейтральном газе. Перспективность использования рассматриваемого явления коллективного ускорения ионов зависит от эффективности преобразования энергии РЭП в энергию ионного ступка на его фронте.

Выражение для относительной эффективности рассмотренного выше ускорения ионов в единственном ступке на фронте РЭП в общем случае имеет вид [36]:

$$\eta \leq \frac{1}{(\gamma_e - 1)} \frac{m_i}{2m_e} \beta_i^2 \frac{1}{c} \frac{r_i^2}{r_{\text{II}}^2} \frac{L_i}{\beta_e \tau_{\text{II}}} \frac{n_i}{n_e}, \quad (18)$$

где r_i — средний радиус ионного ступка; L_i — длина ионного ступка. Обычные оценки приводят к $\eta < 1\%$.

Как следует из разд. 1, эффективность коллективного ускорения ионов и их средней энергию можно существенно увеличить при обеспечении синхронизма движения ионного ступка с фронтальной волной пространственного заряда РЭП на большой длине. Изложим вкратце некоторые предложения в этом направлении, соблюдая определенную хронологическую последовательность, и первые достигнутые результаты. К ним относятся: 1) использование газового градиента или переменного сечения трубы дрейфа без внешнего магнитного поля; 2) то же, но во внешнем магнитном поле с заданным временным профилированием тока инжекции; 3) контролируемое внешним или иным путем движение кроссовера РЭП; 4) управле-

ние скоростью нейтрализации фронта с помощью стороннего источника ионизации.

Предложения, относящиеся к первому типу, представляются наиболее простыми. Действительно, при создании положительного (или отрицательного) градиента газа вдоль трубы дрейфа можно тем самым управлять скоростью протекания зарядо-нейтрализационных процессов, так как $\tau_{ie} \sim A/p$, и соответственно скоростью распространения волны нейтрализации. Естественно, что верхнее значение этой скорости не может превосходить значения, определяемого из энергобаланса пучка [36]. Однако в экспериментах, выполненных в [26, 61], не было получено однозначных результатов, свидетельствующих об увеличении энергии ионов при дрейфе в газе с положительным градиентом, и не было обнаружено предсказываемого темпа роста скорости фронта РЭП. Эта неоднозначность связана с существенной ролью предионизации в областях, лежащих по ходу движения РЭП, полностью изменяющих картину распространения волны нейтрализации. В результате этого волна существует на весьма ограниченной длине независимо от дальнейшего изменения градиента газа. Влияние предионизации возрастает с увеличением рабочего давления. Все сказанное справедливо для ускорения ионов в РЭП при транспортировке его в расходящейся трубе дрейфа с постоянным давлением газа, где скорость волны нейтрализации на начальной стадии пропорциональна $R_{\text{ТР}}$.

Предложения второго типа ориентировались на контроль движения виртуального катода РЭП при заданном темпе нарастания тока инжекции и определенном изменении радиуса дрейфовой трубы по ее длине. При этом для обеспечения равноускоренного движения виртуального катода к аноду при линейном нарастании тока зависимость $R_{\text{ТР}}(x)$ можно выразить формулой [62]:

$$\left. \begin{aligned} h_{\text{ТР}}(x) &= h(x_0) + (\alpha v_e \tau_{\text{ФТ}})^{-1} \{ [2v_e^2(x_0 - x)/a]^{1/2} + (x_0 - x) \}; \\ \alpha &= (\gamma_e^{2/3} - 1)^{3/2} m_e c^3 / e J_{\text{инж}}; \quad v_e = \beta_e c; \\ h_{\text{ТР}} &= \{ 1 + 2 \ln [R_{\text{ТР}}(x)/r_{\text{П}}] \}^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где x_0 — начальное положение виртуального катода; t_0 — начальный момент формирования виртуального катода, связанный с условием

$$x_{\text{вк}} = v_e t_0 - \alpha v_e \tau_{\text{ФТ}} h(x_0); \quad (20)$$

a — ускорение виртуального катода.

Эта схема представляется довольно экзотичной. Во-первых, речь идет об ускорении положительных ионов в обратном направлении к аноду. Ускорение на спаде импульса тока, очевидно, неэффективно в связи с протеканием процессов нейтрализации. Во-вторых, само ускорение на переднем протяженном склоне виртуального катода с малым значением E/p не может обладать высокой эффективностью в связи с доминированием процессов перезарядки, т. е.

предполагается работа в режиме очень низких давлений и, соответственно, малых n_i . Тем не менее отметим, что схема прошла экспериментальную проверку, подтвердившую в принципе возможность ускорения ионов указанным способом.

К числу экзотических схем управления скоростью движения одиночной волны пространственного заряда можно отнести и представленные в третьем пункте. В одной из них РЭП вращается во внешнем электромагнитном поле перпендикулярно направлению движения электронов как единое целое вместе с ионами, удерживаемыми кулоновским полем. При этом ионный ступок находится под действием центробежных сил, выбрасывающих его по ходу движения электронов в пучке [63].

Перемещение ведущей пучности (или кроссовера) РЭП можно получить с помощью газового слоя, расположенного на пути пучка, если использовать тот факт, что нарастание нейтрализации газа приводит к фокусировке РЭП за газовым слоем и перемещению фокуса с ускорением, определяемым скоростью пинчевания РЭП [64].

Наиболее перспективной и жизненной, очевидно, является схема активного контроля скорости фронта с помощью внешних источ-

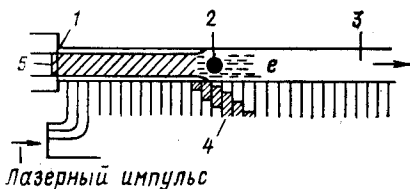


Рис. 10. Схема ионизационно-фронтального ускорителя (ИФУ) [65]:

1 — анод; 2 — ионный ступок; 3 — труба дрейфа; 4 — система световодов; 5 — катод

ников ионизации газа, реализованного в ионизационно-фронтальном ускорителе (ИФУ) Олсоном [65, 66]. Существование схемы заключается в создании узкой волны ионизации на фронте под действием внешней лазерной подсветки, развертка которой вдоль трубки дрейфа РЭП осуществляется с помощью волоконной оптики. Общая схема ИФУ представлена на рис. 10. Благодаря низкому ионизационному потенциалу и большим сечениям ионизации в качестве рабочего газа в первой модели ИФУ были выбраны пары цезия, а во второй модели — $N-N$ -диметиланилина, ионизируемые в двухступенчатом процессе двумя (или одним) лазерными импульсами.

Благодаря выбору определенных длин волоконных оптических кабелей, соединяющих световые источники с камерой дрейфа, двухступенчатый световой импульс движется вдоль по камере с запрограммированным ускорением. В ускорителе ИФУ-1 первый импульс осуществляет возбуждение паров цезия, а второй — ионизацию их. Измерения распространения волны ионизации с помощью стриковых электронно-оптических камер показали возможность управления скоростью волны в широком диапазоне β [66]. С помощью различного набора световодов в отдельной серии экспериментов было

установлено эффективное торможение и отсутствие транспортировки пучка на рабочих давлениях паров Cs и остаточного газа без лазерной подсветки и высокая эффективность транспортировки РЭП при наличии подсветки. Совместный запуск в необходимой последовательности РЭП и двухступенчатого лазерного импульса подтвердил движение фронта РЭП с расчетным ускорением вдоль всей длины камеры дрейфа. Первые измерения ускоренных на фронте ИФУ ионов показали согласие с ожидаемыми параметрами. Энергии ускоряемых ионов 5 МэВ соответствовали выбранному режиму сканирования волны ионизации [66]. В то же время большой статистический разброс во временной последовательности различных фаз ускорения в ИФУ-1 показал необходимость перехода к одному лазерному импульсу: ХеСl*-лазеру и новому рабочему газу N—N-диметиланилину.

Рассматривая возможность использования ИФУ для получения ускоренных ионов с гораздо большими энергиями, отметим, что основное ограничение, обусловленное энергобалансом по электромагнитной энергии, позволяет получать с эффективностью до 10% ионы с энергией до 1 ГэВ при использовании РЭП с параметрами на уровне $\mathcal{E}_e = 3$ МэВ, $J_{\text{инж}} = 30$ кА, $\tau_{\text{п}} = 100$ нс.

3. КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В РЭП, ДРЕЙФУЮЩЕМ В ВАКУУМЕ

Первые работы по коллективному ускорению ионов в вакууме были выполнены в начале 60-х годов [67, 68]. В экспериментах, выполненных на вакуумных и плазмонаполненных диодах, А.А. Плюто и др. исследовали ускорение ионных сгустков в анод-катодном (А—К) зазоре диода при формировании в нем электронных пучков. Рассматриваемое здесь коллективное ускорение ионов отличается от подхода А. А. Плюто тем, что оно наблюдается в основном в вакуумированном эквипотенциальном пространстве дрейфа РЭП вне А—К зазора. Это направление переживает сейчас свое второе рождение благодаря достигнутым успехам по генерации сильноточных РЭП. Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал еще значительно уступает статистике ускорения в нейтральном газе, однако уже ясно, что соответствующие процессы, происходящие в общем случае, не могут истолковываться только как распространение одиночной волны заряда на фронте РЭП с ускоряемыми в ней ионами. Наиболее близко примыкает к ионизационно-фронтальной идеологии схема коллективного ускорения ионов в РЭП, дрейфующем в вакууме в сильном магнитном поле через локализованную границу плотной плазмы на аноде ($10^{18} \div 10^{19}$) см⁻³, рассмотренная Д. Д. Рютовым и Г. В. Ступаковым [69, 70]. В этом случае при инжекции в пространство дрейфа РЭП с током, значительно большим $J_{\text{пр}}$ за границей плазмы формируется виртуальный катод и в области катод—анод—виртуальный

катод возникают осциллирующие потоки электронов и поток ионов от границы плазмы в сторону виртуального катода. Поток ионов, уходящий от анода, является зарядоограниченным. При этом накопление пространственного заряда осциллирующих электронов, обладающих распределением по аксиальной компоненте энергии, обеспечивает ионные токи, значительно (на порядок и более) превышающие известные чайльд-ленгмюровские значения. Движение ионов приводит к расширению облака осциллирующих электронов и перемещению виртуального катода, увлекающего за собой ионы. Картина имеет автомодельный характер расширения газа в вакуум.

Поскольку движение ионов по сравнению с электронами достаточно медленное, в электронно-ионных потоках устанавливается квазистационарное распределение потенциала, приведенное на

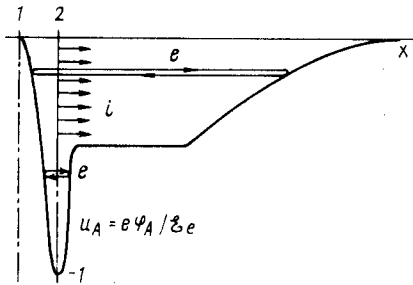


Рис. 11. Распределение потенциала в электронно-ионном потоке в вакууме (одномерный случай) [70]:
1 — катод; 2 — анод

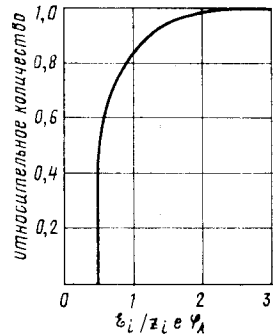


Рис. 12. Функция распределения ионов по энергии $F(\xi_i)$ [70]

рис. 11. Его характерной чертой является наличие узкого прианодного дебаевского слоя $r_d \approx (\varphi_A / 4\pi n_e e)^{1/2}$, в котором наблюдается существенное падение потенциала ($\approx 0,2 \div 0,6$) φ_A , обеспечивающее нижнее пороговое значение энергии ускоряемых ионов. Соответствующие уравнения непрерывности и движения ионов, к примеру, в одномерном случае имеют вид:

$$dn_i/dt + (\partial/\partial x) n_i v_i = 0; \tag{21}$$

$$\partial v_i / \partial t + v_i \partial v_i / \partial x = -(z_i e / m_i) \partial \varphi / \partial x. \tag{22}$$

При этом вводится условие квазинейтральности электронно-ионного потока $n_i = n_e(\varphi)$ на основном участке дрейфа. Таким образом, в рассматриваемом методе ускорения «остывание» расширяющегося облака осциллирующих электронов сопровождается передачей энергии ионам, что и позволило его авторам [69, 70] назвать метод газодинамическим. Фактически, несмотря на коллективный механизм ускорения ионов, он весьма близок к прямым схемам генера-

ции мощных ионных пучков в отражательных системах [71], отличаясь от них наличием движущегося виртуального катода в течение всего периода ускорения. Автомодельные решения уравнений (21), (22) приводят к конечным значениям для максимальных энергий ионов $\mathcal{E}_i = 3\mathcal{E}_e z_i$ и $\mathcal{E}_i = 5\mathcal{E}_e z_i$ в нерелятивистском и релятивистском случаях соответственно [70]. Расчетная функция распределения ускоренных ионов по энергии приведена на рис. 12.

Анализ показывает, что максимальное значение к. п. д. «газодинамического» метода ускорения ионов определяется выражением

$$\eta \approx 0,77 / [1 + 6,44 (\delta W / e\varphi_A) (m_i / m_e)^{1/2}], \quad (23)$$

где δW — средняя потеря энергии осциллирующим электроном при одном пересечении анода.

Таким образом, для получения приемлемых значений к. п. д., особенно для тяжелых ионов $[(m_i / m_e)^{1/2} \gg 1]$, необходимо значительное число осцилляций электронов через анод до их поглощения. Это требование, с другой стороны, должно быть согласовано с отсутствием запирания диода пространственным зарядом осциллирующих электронов. В данном случае предпочтительна работа с «тяжелыми» анодами ($Z_A \gg 1$), сильно рассеивающими электроны, либо использование нейтрализации А—К зазора диода ионами [69].

Эксперименты, проведенные на ускорителях «Крб», «Вода 1-10» и «АквAGEN» по указанной схеме, подтвердили ускорение ионов с эффективностью, превышающей обычные схемы ускорения в газе (десятки процентов). Регистрируемые потоки ионов превышали 10^{13} при энергии $(2 \div 3) z_i e_e$ и используемом аксиальном магнитном поле $B \approx 1,5T$ [72—74]. Как показали последние эксперименты, выполненные на ускорителе «АквAGEN», наложение спадающего магнитного поля на заанодный участок дрейфа приводит к возрастанию максимальной энергии ускоренных ионов, что, очевидно, связано с более эффективной передачей импульса осциллирующих потоков электронов ускоряемым ионам в области виртуального катода [73].

Рассмотренная картина ускорения ионов на фронте расширяющегося облака осциллирующих электронов, очевидно, имеет место при коллективном ускорении ионов в отражательных системах, где наблюдаются группы коллективно ускоренных ионов с энергией, значительно превышающей приложенное напряжение [71, 79]. Кроме того, благодаря существенной нестационарности процессов в триоде, имеют место осцилляции потенциала и генерация вихревой э. д. с. с появлением быстрых электронов с энергией $\mathcal{E}_e > e\varphi_A$, образующих виртуальный катод с провисанием ниже потенциала стенок окружающей полости. Ситуация становится аналогичной рассмотренной выше, и нейтрализующий ионный поток, вытягиваемый из анода, обеспечивает перемещение виртуального катода, приводящее к доускорению головной части ионного сгустка. Эффективность такого ускорения зависит во многом от момента появления «быстрых» электронов, их количества и геометрии диодного пространства.

Экспериментально измеренные энергии быстрой фракции ионов лежат в диапазоне до $15z_i \mathcal{E}_e$ и быстрой фракции электронов в диапазоне $\leq 1,5 \mathcal{E}_e$.

Менее ясной представляется картина ускорения ионов в системах с изолированным анодом и заанодными «плавающими» электродами (или без них), впервые предложенных Люсом [75]. Обычно используемая схема такой системы приведена на рис. 13. Ее характерными особенностями являются: 1) применение катода острейного или карандашного типа (возможны модификации); 2) применение

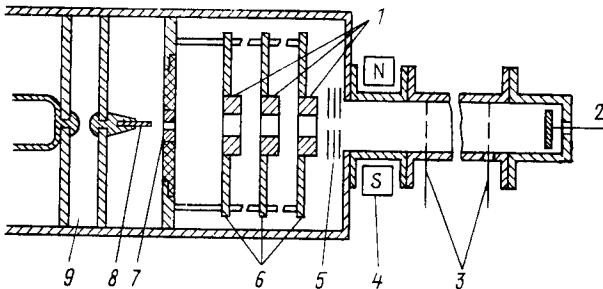


Рис. 13. Схема диодной системы с изолированными электродами [78]:

1 — заанодные электроды; 2 — цилиндр Фарадея; 3 — пролетные сетки; 4 — отклоняющий магнит; 5 — активированные фольги; 6 — держатели; 7 — диэлектрический анод; 8 — острейный катод; 9 — газоразрядник

ние диэлектрического анода с центральным отверстием, а также заанодных изолированных либо заземленных электродов-трубок.

Последовательность физических процессов, приводящих к ускорению ионов в этой системе, очевидно, такова: при поступлении высоковольтного импульса на острейный катод на начальной стадии эмиссии электронов начинается зарядка диэлектрического анода с последующим его пробоем по поверхности и формированием плотной плазмы вокруг центрального отверстия. До наступления пробоя пучок оказывается запертым в А—К зазоре отрицательным потенциалом анода. В течение этой фазы в А—К зазоре и заанодной области растет степень нейтрализации, играющая существенную роль на всех последующих этапах. После возникновения пробоя пучок проникает в заанодную область, проходя через расширяющуюся анодную плазму с падающим градиентом плотности. Благодаря значительной степени нейтрализации в прианодной области и за анодом, он оказывается сильно сжатым собственным полем и ток инжекции значительно превышает предельное значение, соответствующее геометрии полости. Формируемый в заанодной области виртуальный катод (его крутизна и глубина) также зависит от состояния А—К зазора, симметрии и плотности анодной плазмы, ее градиента и температуры, амплитуды инжектируемого тока.

Ионы, вытягиваемые электрическим полем виртуального катода, ускоряются в его сторону, вызывая одновременное перемещение и распыление фронта РЭП, как и при газодинамическом ускорении. Пробой заряженного анода вызывает осцилляции его потенциала. Осцилляции потенциала анода могут приводить к модуляции электронного пучка, проходящего в полость дрейфа, что вызывает быструю раскачку неустойчивостей взаимодействия пучка с плазмой. В этом случае картина характерна для ускорения на волнах пространственного заряда в плазме. Для используемых параметров РЭП и бесстолкновительной плазмы инкремент $\delta \sim \omega_{\text{пл}} (n_e/n_{\text{пл}})^{1/3}/\gamma_e$ может обеспечить нарастание неустойчивости за время 10^{-8} с, а пространственный инкремент $\kappa \sim (n_e \beta_e c/n_{\text{пл}} v_{\text{гр}})^{1/3} \omega_{\text{пл}}/\beta_e c \gamma_e$ — раскачку волны уже на длине единиц — долей сантиметра. Здесь $v_{\text{гр}}$ — тепловая скорость электронов плазмы; $n_{\text{пл}}$ — плотность плазмы; $\omega_{\text{пл}}$ — плазменная частота. В отличие от схемы газодинамического ускорения в рассматриваемой геометрии РЭП имеет малый диаметр (пучок карандашного типа) и ионные потоки заведомо двумерны. Это означает, что в прианодной области должно наблюдаться значительное радиальное ускорение ионов.

Оценки ожидаемого числа ионов в импульсе можно получить в одномерном приближении из известного выражения для чайльдленгмюровского ионного тока для зарядо-ограниченного ионного потока в биполярном режиме [77]:

$$n_i \approx (1/9e\pi) (j_e/j_{\text{ч-л}}) (\varphi_{\text{вк}}/d^2) (1 + e\varphi_A/2m_e c^2)^{1/2}, \quad (24)$$

где $j_e/j_{\text{ч-л}}$ — отношение плотности тока электронов на аноде к нерелятивистской Ч—Л-плотности тока; $\varphi_{\text{вк}}$ — потенциал на виртуальном катоде.

Выражение (24) дает значения для n_i в диапазоне $10^{12} \div 10^{13}$ см⁻³ в зависимости от параметров импульса, достаточные для быстрой нейтрализации потенциальной ямы и ее отхода от анода. В связи с этим эмиссия с поверхности плазмы резко падает, что определяет малую длительность ионного сгустка, движущегося на склоне виртуального катода. В [76, 78, 81] при исследовании времяпролетной методикой ускоренных ионов обычно наблюдались два-три ионных сгустка с амплитудой тока, равной единицам килоампер, и длительностью — единицам наносекунд. При этом цилиндр Фарадея, измеряющий ток пучка, регистрировал большие осцилляции амплитуды на вершине, шунт, установленный в цепи анода, — осцилляции анодного тока с частотой 1 ГГц, а спектрометр — наличие аксиальной компоненты электронов с энергией, большей $e\varphi_A$. Одновременно с этим наблюдалась генерация СВЧ в широком диапазоне длин волн до $\lambda \gtrsim 5$ см.

В экспериментах, выполненных Бойером и др. [76], Адамски и др. [77], ускорение соответствовало картине движущегося одиночного виртуального катода. Характерные ионные импульсы длитель-

ностью 5—10 нс, с фронтом 3 нс достигали амплитуды тока 4 кА, а максимальной энергии ионов составляли 30 МэВ при использовании ускорителя ГХ-75 с напряжением 3 МВ и током 90 кА. Полученные результаты хорошо согласуются с картиной истечения зарядо-ограниченного потока ионов в сторону виртуального катода. Измерения скорости движения фронта РЭП свидетельствуют об отсутствии фазы «выстаивания», которая наблюдается при инжекции РЭП в газ. В связи с этим необходимо указать на эксперименты Хеберлинга и др. [80], в которых была установлена зависимость эффективности ускорения от $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$, весьма аналогичная случаю ионизационно-фронтального механизма ускорения в нейтральном газе. Интересная черта названного эксперимента — значительный выход ускоренных ионов в аксиальном направлении, даже при $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}} \leq 1/2$ с максимальной энергией $z_i \mathcal{E}_e$. Происхождение последних авторы связывают с внутрдиодными процессами. В экспериментах Адлера и др. [81] в непосредственной близости от анода также были зарегистрированы радиально-ускоренные ионы с энергией $> z_i \mathcal{E}_e$, происхождение которых не было связано с А—К зазором. При этом сопутствующие радиальные электроны с такими энергиями отсутствовали. Этот результат согласуется с результатами В. М. Быстрицкого и др. [37] и может рассматриваться как не подтверждающей концепцию глубокой стационарной ямы $|\varphi_n| > |\varphi_A|$. Эксперименты показали, что наиболее высокоэнергетическая компонента ионов ускоряется не в начале импульса и, как правило, ее появление коррелирует с развитием в прианодной области неустойчивостей РЭП, приводящих к периодическому пинчеванию и рассеянию его на стенки дрейфовой трубы [78, 81].

Измерение длин ускорения в различных работах [78—81] дали значения, изменяющиеся в очень широких пределах, от $R_{\text{тр}}/2$ до $2R_{\text{тр}}$, при соответствующих напряженностях полей, достигающих ≈ 2 МВ/см. Так же неоднозначны результаты измерения расходимости электронного пучка в заанодной области, когда в некоторых из них [75] регистрировали сильную расходимость пучка и существенное радиальное ускорение ионов, в то время как в других — весьма малую расходимость пучка $\alpha/2 \approx (4^\circ)$ [78, 81] и его хорошую транспортировку в вакууме без магнитного поля. Все это свидетельствует о большом влиянии различного рода неустойчивостей, возникающих в системе полость — плазма — пучок и приводящих к различным картинам ускорения ионов.

Как ясно из изложенного, эффективность да и сама возможность ускорения ионов на фронте РЭП чувствительны к току инжекции и состоянию А—К зазора в момент пробоя анода и формирования виртуального катода. При наличии большого зарядного предимпульса начальная ионизация А—К зазора и заанодной области, обусловленная им, приводит к формированию более пологой потенциальной ямы, быстрому падению импеданса диода, соответствующему уменьшению глубины провисания потенциала на виртуальном

катоде и результирующей низкой эффективности ускорения ионов. Что касается ускорения на медленных волнах, генерируемых при раскачке неустойчивостей, то для него предпочтительны большие длительности импульсов, аксиальная симметрия и спадающий профиль плотности формирующейся плазмы.

В связи с этим для указанных диодов характерно использование предимпульсных разрядников, подавляющих длинный (сотни наносекунд) зарядный предимпульс, особенно большой при работе с двойными формирующими линиями. Эксперименты, выполненные в [78], показали, что введение предразрядника (газового или электрического), подавляющего предимпульс и укорачивающего фронт основного импульса, приводило к значительному увеличению средней энергии ионов (от $2z_i \mathcal{E}_e$ до $4z_i \mathcal{E}_e$), их интегрального количества и к лучшей повторяемости результатов. Аналогичные результаты были получены в [81; 82].

Общей чертой рассмотренной схемы ускорения является использование в качестве источника ионов поверхностной анодной плазмы, генерируемой в поле пучка и самим пучком. В связи с определенным разбросом параметров пучка, характеристик пробоя диэлектрика от импульса к импульсу повторяемость низка, и ее улучшение требует эмпирической модификации всех элементов системы. Надо признать, что таким путем удалось получить уникальные результаты, когда энергии ускоренных ионов достигают $(20 \div 25)z_i \mathcal{E}_e$, выходы нейтронных потоков примерно равны 10^{11} , а эффективность нескольким десяткам процентов [80].

Более того, использование изолированных, заземленных или в смешанной модификации дополнительных заанодных электродов еще более увеличили достигнутые значения. Рекордными результатами можно считать 50-кратный рост энергии протонного пучка, полученной в системе, включающей в себя три пары заанодных заземленных и «плавающих» электродов [75]. Ясного представления о роли заанодных электродов нет, и процессы, происходящие при этом, сводятся не только к последовательной зарядке электродов до потенциала пучка и разрядке, т. е. продвижению виртуального катода, но и к фокусирующему действию их на плазму и, соответственно, на ионно-электронные потоки. Оптико-физические исследования свечения плазмы в межэлектродных зазорах и временные измерения пробоев электродов подтверждают это.

В связи с этим укажем, что в экспериментах В. М. Быстрицкого и др. с использованием заземленных электродов в конструкциях типа «диафрагмированный волновод» [78] также наблюдали значительный прирост энергии, что свидетельствует о возможном ускорении на медленных волнах, возбуждаемых в межэлектродной плазме при прохождении через нее РЭП. Как показали эти исследования, использование большого числа электродов ($n > 3$) малоэффективно и средний прирост энергии на один электрод резко падает, что обусловлено конечной длиной ускорения и синхронного движе-

ния фронта пучка с ионами. В этой связи целесообразно разделение процессов формирования анодной и электродной плазмы и инжекции самого пучка (как это достигнуто в ИФУ [66]) за счет использования стороннего источника плазмы, например: при подсветке поверхности анода лазером, при контролируемом пробое анода, при импульсном напуске газа в прианодной области [82, 83].

В отличие от рассмотренного метода движение волны нейтрализации за фронтом РЭП можно создать ионами, вытягиваемыми из стенок диэлектрической вакуумированной трубы дрейфа. Ускорение ионов в такой схеме наблюдалось ранее при исследовании транспортировки РЭП в вакуумированных диэлектрических каналах с током, в несколько раз превосходящим значение $J_{пр}$, что свидетельствовало о значительной нейтрализации его ионами [84—86].

Физическую картину такой транспортировки можно представить как последовательность следующих процессов: формирование виртуального катода и соответствующее расспыание РЭП на поверхность диэлектрической трубы, приводящее к зарядке ее до потенциала пробоя; образование поверхностной плазмы, преимущественно в результате пробоя; вытягивание ионов пространственного заряда РЭП и ускорение их в радиальном направлении; нейтрализация фронта РЭП ионами и продвижение его вдоль трубы дрейфа; ускорение ионов, захваченных в потенциальную яму на фронте РЭП, в аксиальном направлении. В рамках такого представления можно ожидать, что скорость фронта РЭП должна быть пропорциональна скорости образования плазмы и поступления из нее ионов в рассыпающуюся фронтальную часть пучка, т. е.

$$\beta_{\phi} \sim JR_{-r}^{-1}. \quad (25)$$

Из выражения (25) следует, что равноускоренного движения фронта РЭП можно достигнуть в цилиндрической трубе дрейфа при использовании линейно-нарастающего во времени РЭП. Оценка темпа ускорения на фронте РЭП, исходя из выражения для напряженности на его границе $E_{гр} \sim (4/3)J/(r_{п}\beta_{e}c)$, дает значение, примерно равное $5 \cdot 10^4$ В/см [87].

В целом полученные экспериментальные результаты соответствуют модельным построениям. Исследования, выполненные А. В. Агафоновым и др. [88], Гринвальдом и др. [89], Пазуром и др. [90], показали, что энергия коллективно ускоренных ионов достаточно линейно растет с увеличением тока РЭП, длины трубы дрейфа и уменьшается с увеличением ее радиуса. Для иллюстрации сказанного на рис. 14 приведена экспериментальная зависимость энергии ионов, ускоренных в аксиальном направлении, от плотности тока инжекции РЭП. Что касается радиально ускоренных ионов, то эксперименты [90] подтвердили наличие преимущественного радиального ускорения вдоль всего дрейфа РЭП, характеризуемого отсутствием азимутальной симметрии. В среднем во всех экспериментах энергия ускоренных в аксиальном направлении ионов превосходила

в 2—10 раз энергию электронов с выходом на уровне 10^{13} и спектр ионов имел вид $N_i(E) \sim \exp(-E_i)$. Вид ускоряемых ионов, как правило, — протоны, содержащиеся в избытке в любом диэлектрике. В первом приближении можно констатировать удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с квазистатическим пред-

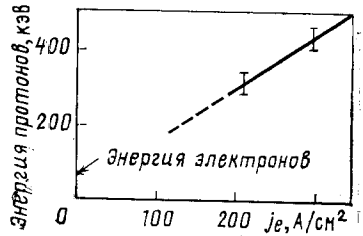


Рис. 14. Зависимость энергии ионов от плотности тока инжекции при коллективном ускорении в вакууме с диэлектрическим лайнером [85]:

ставлением движущейся одиночной волны пространственного заряда на фронте РЭП, ускоряющей ионы.

В заключение отметим, что по сравнению с ускорением в газе (без контролируемого движения фронта РЭП) коллективное ускорение в вакууме является более эффективным по амплитудам ионного тока и достижимым энергиям, но нуждается в значительной модификации, направленной на повышение степени синхронизма движения фронта РЭП с ионами. Что касается систем с изолированным анодом, они еще ждут своего теоретического описания.

4. КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ МЕДЛЕННЫМИ ВОЛНАМИ В РЭП

Медленные волны, как уже отмечалось во введении, характерны для сильноточных пучков заряженных частиц. Их появление обусловлено эффектами Доплера и связано с ленгмюровскими колебаниями плотности зарядов в пучке и циклотронным вращением электронов, частоты которых зависят от параметров РЭП и пространства дрейфа. Как ленгмюровские, так и циклотронные колебания распространяются в РЭП с групповой скоростью, которая соответствует скорости пучка, и фазовой скоростью, определяемой из дисперсионных соотношений. Взаимодействия волновых мод полости дрейфа и РЭП ответственны за разнообразные неустойчивости, наблюдаемые в пучках. Развивающиеся при этом сильные сгущения и разрежения зарядов РЭП (волны плотности пространственного заряда — ВПЗ) при определенных условиях можно использовать для коллективного ускорения ионов [41]. При этом должны быть выполнены условия захвата ионов волной и определенный темп изменения ее фазовой скорости. Анализ таких зависимостей можно провести на основе дисперсионных уравнений для этих волн.

В качестве примера приведем дисперсионные уравнения для двух простых (плоской и цилиндрической) геометрий РЭП и про-

странства дрейфа при допущении монохроматичности электронного пучка, следуя [91, 92]. Несмотря на используемые упрощения, они отражают основные закономерности и особенности распространения волн в пучках. Эти уравнения, устанавливающие зависимость $\omega(k)$, где ω — частота волны; k — ее волновой вектор в линейном приближении, можно получить при совместном решении относительно ω уравнений непрерывности, сохранения импульса и уравнений Максвелла. В одномерном случае моноэнергетического пучка, движущегося в x -направлении, дисперсионное уравнение имеет вид [91]:

$$(\omega - kv_e)^2 = \omega_e^2, \quad (26)$$

где ω_e — ленгмюровская частота пучка; v_e — скорость электронов пучка.

Уравнение (26) имеет два типа волновых решений:

$$\omega = kv_e \pm \omega_e \quad (27)$$

при соответствующих фазовых скоростях

$$v_{\text{вм}} = v_e / (1 + \omega_e / \omega); \quad v_{\text{вб}} = v_e / (1 - \omega_e / \omega), \quad (28)$$

из которых первая характеризует медленную ленгмюровскую ветвь, а вторая — быструю. Для ускорения ионов представляют интерес медленные волны, фазовые скорости которых могут быть при $\omega_e / \omega \gg 1$ значительно меньше чем v_e , т. е. пригодными для захвата ионов. Характерной чертой этих волн является отрицательность их энергии, что соответствует отбору кинетической энергии пучка на возбуждение электромагнитных полей волны и потока ее кинетической энергии, которая передается ионам.

Под энергией волны понимается разность между полной энергией системы (пучок + поле) до возбуждения в ней волны и ее полной энергией после возбуждения. Отрицательность энергии волны следует из закона сохранения энергии — импульса волны

$$\text{div}(\mathbf{P}_{\text{ЭМ}} + \mathbf{P}_{\text{К}}) + \frac{\partial}{\partial t}(\mathcal{E}_{\text{Э}} + \mathcal{E}_{\text{М}} + \mathcal{E}_{\text{К}}) = 0, \quad (29)$$

где $\mathbf{P}_{\text{ЭМ}}$ — поток электромагнитной энергии волны; $\mathbf{P}_{\text{К}}$ — поток кинетической энергии волны; $\mathbf{P}_{\text{В}} = \mathbf{P}_{\text{ЭМ}} + \mathbf{P}_{\text{К}}$ — полный поток энергии, переносимой волной; $\mathcal{E}_{\text{Э}}$, $\mathcal{E}_{\text{М}}$ — энергии, связанные с магнитными и электрическими полями волны; $\mathcal{E}_{\text{К}}$ — кинетическая энергия волны. При наличии ионов, движущихся с волной, сохранение полного потока энергии через любое сечение пространства дрейфа требует выполнения равенства

$$\mathbf{P}_i + \mathbf{P}_{\text{В}} = \text{const}, \quad (30)$$

где \mathbf{P}_i — поток энергии, переносимой ионами.

Таким образом, при обеспечении синхронизма движения ускоряемых ионов и медленной волны отбор ими энергии у последней

будет обеспечивать непрерывное усиление волны (вследствие отрицательности ее энергии-импульса) и соответственно ускорение ионов вплоть до насыщения на нелинейной стадии захвата электронов волной (см. ниже), т.е. процесс носит авторезонансный характер, и ускорители, основанные на этом принципе, являются авторезонансными АРУ.

Дисперсионное уравнение для цилиндрического холодного монохроматического РЭП (полый пучок или «карандашного» типа), дрейфующего в сильном магнитном поле в цилиндрической трубе дрейфа, имеет вид

$$(\omega - kv_e)^2 = (k^2c^2 - \omega^2) 2J \ln(R_{\text{ТР}}/r_{\text{П}})/J_A \gamma_e^3 \beta_e. \quad (31)$$

Выражение для фазовой скорости медленной ветви волны пространственного заряда, полученное из (31), явно зависит от $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$:

$$v_{\text{фм}} \approx c (\gamma_e^{2/3} - 1)^{1/2} (1 - J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}})^{1/2}. \quad (32)$$

Более общий анализ, выполненный Слоаном и Драммондом [93] и включающий возмущения пучка в поперечном направлении к его движению, приводит к дисперсионному уравнению, решениями которого являются не только ленгмюровские, но и циклотронные и электромагнитные волноводные моды:

$$0 = (\omega - k_x v_e)^2 (\omega^2 - \omega_e^2 - k^2 c^2)^2 [(\omega - k_x v_e)^2 - \omega_e^2 / \gamma_e^2] - \omega_{\text{H}}^2 (\omega^2 - k^2 c^2) [(\omega - k_x v_e)^2 (\omega^2 - k^2 c^2) - (\omega_e^2 / \gamma_e^2) (\omega^2 - k_x^2 v_e^2)], \quad (33)$$

где $\omega_{\text{H}} = eB/m_e \gamma_e c$.

Это уравнение получено в допущении сплошного однородного пучка, дрейфующего в трубе, в магнитном поле, и удовлетворяю-

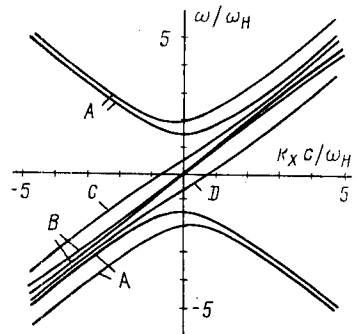


Рис. 15. Решения дисперсионного уравнения [93]:

A — собственные электромагнитные моды полости; B — ленгмюровские моды с доплеровским сдвигом; C — быстрая ветвь циклотронной моды с доплеровским сдвигом; D — медленная ветвь циклотронной моды с доплеровским сдвигом

щего условиям равновесия и устойчивости: $\omega_e^2 < \gamma_e \omega_{\text{H}} c / r_{\text{П}}$; $2\omega_e^2 < \gamma_e^2 \omega_{\text{H}}^2$; $\omega_e^2 r_{\text{П}}^2 < 4c^2$; $\omega_e^2 < \gamma_e \omega_{\text{H}} c / R_{\text{ТР}}$. Соответствующие действительные ветви решения этого уравнения приведены на рис. 15. Как видно из него, с достаточно хорошим приближением выражение

для фазовой скорости медленной циклотронной волны можно записать в виде, аналогичном (28):

$$v_{\text{вм}} = v_e / (1 + \omega_{\text{H}}/\omega). \quad (34)$$

Что касается ленгмюровской моды, то в области $\omega > \omega_e$ линейное дисперсионное соотношение $\omega = kv_e - \omega_e$ также является хорошим приближением, и фазовая скорость выражается соотношением (28). Если ленгмюровские волны — продольные волны плотности заряда, распространяющиеся в РЭП, то циклотронные медленные волны — поперечные, в которых электроны пучка совершают осцилляции в r — направлений и вращение — в θ -направлении, с радиусом, пульсирующим с частотой ω_{H} . В целом это выглядит как «гофр», бегущий по поверхности РЭП.

Анализ кривых рис. 15 приводит к заключению о том, что из двух видов медленных волн циклотронная мода обладает несомненным преимуществом по сравнению с ленгмюровской в плане захвата ионов, т. к. обеспечивает плавную регулировку $v_{\text{вм}}$, начиная со значения $v_{\text{вм}} \ll c$, что чрезвычайно важно на начальной стадии ускорения ионов, если используется инжекция ионов с малыми начальными энергиями. Действительно, из выражения (32) следует, что при увеличении тока и приближении его к предельному значению $v_{\text{вм}} \rightarrow 0$, однако эта зависимость носит не плавный характер, так как величина $dv_{\text{вм}}/dJ_{\text{инж}}$ при $J_{\text{инж}} \rightarrow J_{\text{пр}}$ расходится. В связи с невозможностью достаточно плавной регулировки $J_{\text{инж}}$ в реальных сильноточных импульсных ускорителях захват ионов в ленгмюровскую медленную волну можно обеспечить при конечном значении $v_{\text{вм}} \approx (0,05 + 0,1)c$ и соответствующей начальной энергии ионов.

Использование указанных волн для регулярного ускорения ионов в авторезонансных ускорителях является сложной комплексной задачей, включающей в себя:

1) возбуждение и усиление медленной волны определенного типа, обеспечивающей доплеровский резонанс с пучком $\omega = kv_e - \omega_e$ (или ω_{H}) и черенковский резонанс с ионами ($v_{\text{вм}} = v_i = \omega/k$), при подавлении всех паразитных частот, не удовлетворяющих этим условиям;

2) эффективную нагрузку ионами на начальной стадии или в условиях развитой медленной волны;

3) модуляцию фазовой скорости волны в процессе ускорения ионов, обеспечивающую синхронизм их совместного движения на линейной и нелинейной стадии развития волн.

Начальное возбуждение требуемой медленной волны в РЭП можно осуществить сторонним источником СВЧ, а ее дальнейшее нарастание — в замедляющих структурах, собственные моды которых имеют фазовые скорости, близкие к требуемым значениям (0,03—0,1)c. В этом направлении наиболее предпочтительными являются системы типа спирали или диафрагмированные структуры,

представляющие собой цепочку слабо связанных резонаторов. Первые были исследованы при разработке авторезонансных ускорителей на циклотронных волнах [94, 95, 97, 98], вторые — для ускорителей на ленгмюровских волнах [96].

При использовании спирали электронный пучок, распространяющийся вдоль ее оси, возбуждает электромагнитную волну с частотой $\omega = kc \sin \psi$, где ψ — угол намотки спирали. Взаимодействие медленной циклотронной волны с основной собственной модой спирали приводит к неустойчивости конвективного типа с групповой скоростью около $c/2$. Для сильно релятивистского ($\gamma_e \gg 1$) однородного по сечению цилиндрического РЭП при $kr_{\text{п}} \gg 1$ выражение для инкремента этой неустойчивости имеет вид [95]:

$$\Gamma = \frac{\omega_e}{2\gamma_e} \left(\omega_{\text{н}} \frac{r_{\text{п}}}{c} \sin 2\psi \right)^{1/2} \{ \exp[-2k(r_{\text{п}} - r_{\text{сп}})] - \exp[-2k(R_{\text{тр}} - r_{\text{п}})] \}, \quad (35)$$

где $r_{\text{сп}}$ — радиус спирали.

Численные расчеты подтвердили справедливость формулы (35) с хорошей степенью приближения. Паразитной модой, появление которой приводит к ухудшению эффективности усиления необходимой циклотронной моды в АРУ, является циклотронная волна с нулевой частотой, удовлетворяющая условию $\omega_{\text{но}} = kv_e$. Возникновение такой волны обусловлено наличием статических возмущений в пучке и, в частности, заземленной анодной плоскости, через которую РЭП инжектируется в пространство дрейфа, экранирующей радиальное электрическое поле на расстоянии примерно до $R_{\text{тр}}/2$ от нее. Возникающий локальный слабый пинч-эффект приводит к появлению стационарной волны-гофра в РЭП, вызывающего потери внешних слоев пучка на стенки (или спираль) [94, 95]. Подавление этой моды оказалось возможным при использовании определенной конфигурации аксиального магнитного поля (ослаблено в плоскости инжекции примерно в 1,3 раза) и А—К зазора, обеспечивающего инжекцию электронов в пространство дрейфа под определенными углами к оси так, что $P_r = P_0 r \sin \alpha / r_{\text{п}}$, где P_r — радиальный момент электрона; P_0 — начальный момент электрона (аксиальный); α — угол расходимости. Оптимальное значение α для указанных выше параметров РЭП и пространства дрейфа составляет 9° .

При использовании ленгмюровских медленных волн в АРУ их усиление можно осуществить в цепочке слабосвязанных резонаторов, где в спектре возбуждаемых гармоник амплитуды всех высших гармоник малы по сравнению с основной [96]. Возможно использование и диафрагмированного коаксиального резонатора с гладкой внутренней стенкой, в который инжектируется кольцевой РЭП. В этом случае взаимодействие ВПЗ с основной модой такого резонатора приводит к нарастанию основной и первой гармоники пространственно-зарядовой волны [99]. Анализ, выполненный Спрэнглом

и др., показал, что при умеренных значениях фазовой скорости первой гармоники $v_{1\text{ВМ}} = 0,05 \div 0,1 c$ ее амплитуда составляет примерно $E_{x1}/E_{x0} = 0,28$ от основной, т. е. ее можно использовать для ускорения ионов.

Развитие медленной волны любого из указанных типов продолжается до наступления насыщения, если обеспечено подавление паразитных мод, и имеет место рассмотренное взаимодействие с модами волноводов. Уровень насыщения волны определяется возникновением захвата электронов РЭП полем волны. Максимальное поле волны можно определить из следующего соотношения при переходе в систему отсчета, связанную с волной:

$$E_x \approx (\alpha k / \gamma_{\text{ВМ}}) (\gamma_{\text{ев}} - 1) m_e c^2 / e, \quad (36)$$

где $\gamma_{\text{ВМ}}$ — γ -фактор медленной волны; $\gamma_{\text{ев}}$ — γ -фактор относительного движения волна — пучок; $\gamma_{\text{ев}} = \gamma_e \gamma_{\text{ВМ}} (1 - \beta_e \beta_{\text{ВМ}})$; α — численный коэффициент, учитывающий, что нарастание волны не прекращается сразу при захвате первого электрона, а может продолжаться еще до значительных величин ($1 < \alpha < 10$) [100]. Оценки по этой формуле дают значения, лежащие в зависимости от α в пределах $\leq 3 \cdot 10^5$ В/см, что уступает напряженности полей на фронте РЭП при ускорении электронов одиночной волной заряда. Тем не менее, возможность регулярного ускорения нескольких ионных сгустков на большой длине, т. е. квазинепрерывного ускорения, и соответствующая высокая эффективность процесса компенсируют указанный недостаток. В частности, при обеспечении синхронизма движения волны с ионами до стадии насыщения $E_{\text{макс}}$ верхний предел эффективности ускорения ионов можно получить из соотношения $\eta = P_i / P_{\text{п}}$, где $P_{\text{п}} = \pi r_{\text{п}}^2 \beta_e(L) n_e(L) [\gamma_e(L) - 1] m_e c^3$ — поток энергии пучка, измеренный в конце ускорительной секции;

$$P_i = 2\pi \int_0^{r_{\text{п}}} n_i(L) \beta_i(L) [\gamma_i(L) - 1] m_i c^3 r dr \quad (37)$$

— поток энергии ионов в этом же сечении.

Соответствующее значение η_i при условии синхронизма движения волны с ионами до насыщения можно определить из $v_{\text{ВМ}}$. Для верхней оценки $P_i = P_{\text{в}}$ величина η оказывается квадратичной функцией α и лежит в диапазоне до 10% [100], что на порядок и более превосходит эффективности ускорения в нейтральном газе и приближается к эффективностям ускорения на фронте РЭП в вакууме и в системах с изолированным анодом.

При достижении необходимой амплитуды медленной волны осуществляется загрузка ее ионами. Наиболее простой метод — пропускание РЭП через узкую область, содержащую ионизованный газ под низким давлением. Однако при использовании ленгмюровских медленных волн ионы должны обладать значительной начальной

энергией на уровне $(10 \div 15)$ МэВ, и в этой схеме захват ионов волной будет наблюдаться при инжекции ионного пучка с соответствующей энергией вдоль РЭП. В качестве возможной схемы такой инжекции можно использовать двухступенчатый диод Люса, схема которого приведена на рис. 16 [101]. В этой схеме ионы, генерируемые диодом Люса, проходят внутри полой трубы, являющейся вторым катодом, который инжектирует в усилительную секцию полый электронный пучок. γ -фактор второго электронного пучка соответственно ниже первого ($\approx 20\%$) и определяется активным делением потенциала. Данная схема неэффективна ($\leq 0,1\%$) из-за высокого

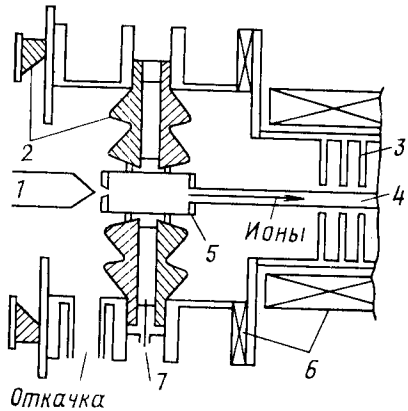


Рис. 16. Схема двухступенчатого диода Люса для инжекции ионов в РЭП [101]: 1 — катод; 2 — изолятор; 3 — замедляющая структура; 4 — РЭП; 5 — анод; 6 — магнитная система; 7 — делитель напряжения

уровня электронных потерь ($\approx 90\%$), однако она демонстрирует принципиальную возможность аксиальной инжекции ионов вдоль РЭП. Анализ поведения ионного пучка после его инжекции в РЭП с развитой медленной волной показывает, что ионный пучок разбивается на ступки, стягиваемые к равновесным фазам. Коэффициент захвата при этом может превышать 80% [102]. Дальнейшее движение ионов вместе с РЭП должно сопровождаться модуляцией фазовой скорости. При ее отсутствии ускорение ионов насыщается на уровне, определяемом «захватом» ионов волной (по аналогии с рассмотренным захватом электронов пучка).

Анализ выражений для фазовой скорости медленных волн приводит к нескольким возможным способам ее регулировки: к пространственному изменению внешнего магнитного поля, принятому в АРУ на циклотронной волне; к изменению радиуса трубы дрейфа в однородном магнитном поле, предложенному в первой схеме АРУ на лентмюровских волнах Спрэнглом и др. [100]. Медленное спадание поля в первой схеме при сохранении полного потока B через РЭП приводит к расширению пучка по закону

$$r_{\Pi} = r_{0\Pi} (B_0/B)^{1/2}, \quad (38)$$

где $r_{0п}$; B_0 — начальные значения радиуса пучка и напряженности магнитного поля.

На начальной стадии при $\beta_{e0} \gg \beta_i$ изменение магнитного поля должно следовать закону $B \sim \beta_{вм}^{-1}$. При этом наблюдается радиальная и фазовая устойчивости в области ускоряющих фаз. При дальнейшем развитии волны характер движения резонансных ионов можно определить при совместном решении уравнений потенциала волны и движения ионов в поле волны при условии сохранения постоянной ускоряющей фазы [102].

Уменьшение радиуса трубы дрейфа во второй схеме ускорения ионов приводит к уменьшению провисания потенциала РЭП с продвижением его вдоль трубы дрейфа, т. е. к увеличению его γ -фактора и соответственно к уменьшению плотности n_e РЭП. В этом случае выражение для нарастающего с длиной трубы γ_e -фактора имеет вид

$$\gamma_e(x) = \gamma_e(0) + \omega_e^2(0) (r_{п}^2/c^2)/4 \{1 + 2\ln R_{тр}(0)/r_{п} - [v_{e0}/v_e(x)] [1 + 2\ln R_{тр}(x)/r_{п}]\}. \quad (39)$$

Оно получено из условия сохранения полного потока энергии РЭП и волны [100]. Вследствие стационарности рассматриваемой системы во времени ω является постоянной величиной, в то время как рост $\gamma_e(x)$ соответствует увеличению β_e и уменьшению ω_e , что приводит к росту $\beta_{вм}$. Аналогичное изменение ω_H можно получить при увеличении $r_{п}$ в спадающем магнитном поле, также приводящем к уменьшению n_e при постоянном радиусе трубы дрейфа, или комбинированным изменением $r_{п}$ и $R_{тр}$ [103].

Альтернативным подходом к проблеме изменения фазовой скорости по длине является контролируемое изменение во времени γ_e -фактора пучка, так что плотность n_e становится функцией x и t . В этом случае при нарастании γ_e во времени происходит уменьшение соответствующих характеристических частот ω_e и ω_H и нарастание $\beta_{вм}$. К примеру, для циклотронной волны фазовая скорость определяется выражением [104]

$$v_{фм} = \omega_0 - \omega_{H0} \frac{x}{v_{e0}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\gamma_{e0}}{\gamma(\eta)} \right) \times \left\{ k_0 - \frac{\omega_{H0}}{v_{e0}\gamma_{e0}} \left[1 - \frac{\gamma_{e0}}{\gamma(\eta)} + \frac{x}{v_{e0}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\gamma_{e0}}{\gamma(\eta)} \right) \right] \right\}^{-1}, \quad (40)$$

где $\omega_0 = kv_{e0} - \omega_{H0}$; v_{e0} , γ_{e0} , k_0 — начальные значения скорости γ -фактора РЭП и волнового вектора циклотронной волны;

$$\eta = t - x/v_{e0}.$$

Помимо рассмотренных выше методов генерации медленных волн и управления их фазовой скоростью на участке ускорения ионов было предложено еще несколько других, а именно:

1) инжекция РЭП в касп в предложении Г. В. Бонч-Осмоловского [105] с целью уменьшения начального значения v_{e0} и соответ-

ственно $v_{\text{вм}}$ в результате перекачки аксиальной энергии РЭП в азимутальную. Дальнейшее изменение фазовой скорости медленной волны может выполняться по любой из рассмотренных выше схем;

2) использование квазистатических полей РЭП в предложении В. В. Беликова и др. [106], суть которого сводится к транспортировке РЭП в гофрированной трубе дрейфа или в периодическом вдоль оси магнитном поле при определенной временной модуляции тока пучка. Идея заключается в создании такого периодического во времени изменения тока пучка, синхронизованного с движением ионов вдоль модулированного по плотности электронного пучка, что прохождение ионным сгустком ускоряюще-замедляющего периода модуляции пучка сопровождается чистым приростом энергии. Ситуация является в некотором смысле аналогичной периодическому движению вдоль стационарного поля частицы с периодически изменяющимся зарядом.

Эффективность ускорения ионов в рассматриваемом методе зависит от нескольких узловых моментов, а именно: а) от достижения необходимой синхронизации изменения тока и движения ионов; б) от достижения необходимой глубины модуляции плотности заряда.

Рассмотренное предложение теоретически было исследовано А. Н. Лебедевым и др. в [107], где показано, что большие ускоряющие поля требуют сравнительно малых значений тока РЭП. При этом максимально достижимое значение напряженности поля можно оценить из выражения

$$E_{x \text{ макс}} \approx J \pi (\gamma_e - 1) / L c I_0 (r_{\text{п}} / L), \quad (41)$$

где L — длина периода трубы дрейфа; I_0 — модифицированная функция Бесселя. Числовые оценки по этой формуле дают $E_{x \text{ макс}} \approx (10 \div 40)$ МВ/м при $J = 8$ кА, $\gamma_e = 10$, $L = 31$ см, $r_{\text{п}} = 0,5$ см и глубине гофра трубы дрейфа примерно равной 6 см в зависимости от степени модуляции плотности РЭП. Жизнеспособность вышеуказанной схемы ускорения ионов в значительной степени зависит от возможности обеспечения контролируемой ВЧ-модуляции электронного тока на уровнях единиц—десятков килоампер. Тем не менее первые эксперименты на низких уровнях энергии и токов подтвердили основные положения этого метода [107]. При энергии ЭП 3 кэВ и токе (0,1—0,5) А максимальный прирост энергии ионов составлял 5 кэВ при наложении 50% модуляции тока пучка с частотой 3,1 МГц;

3) использование ленгмюровских волн нулевой частоты (по аналогии с циклотронной стационарной модой, рассмотренной выше) в предложении А. Н. Лебедева и К. Н. Пазина [108]. Сущность идеи сводится к возможности возбуждения таких волн ионным сгустком в системе отсчета, связанной с пучком. Анализ показывает, что в лабораторной системе координат на ионный сгусток действует сила, пропорциональная $q^2 k_0^2$, где квадратичная зависимость от заряда сгустка указывает на когерентный характер взаимодействия.

Оценки развивающихся электрических полей волны дают значение примерно равное 100 МВ/м при плотности тока в пучке $\lesssim 10 \text{ кА/см}^2$.

В настоящее время усиленно разрабатываются в теоретическом и экспериментальном аспектах две схемы АРУ — на циклотронных и ленгмюровских модах по предложениям В. Д. Шапира, В. И. Шевченко и др. [102], Слоана и Драммонда [93], Спрэнгла и др. [100]. В программах, выполняемых в СССР (Харьковский физико-технический институт [97, 98]) и США (Корнелльский университет и компания «Остин» [101, 109]), анализируются в экспериментальном и теоретическом аспектах все рассмотренные выше проблемы генерации и усиления медленных волн, их устойчивого распространения, управления фазовой скоростью и инжекции ионов. Значительное место в этих работах занимают числовые расчеты, выполненные Годфри, Фелом и др. [94, 95], позволяющие получить решения задач без упрощающих допущений или при их минимальном количестве. Цель этих программ — сооружение прототипа АРУ. Для прототипа на циклотронных волнах выбраны следующие параметры [109]: энергия электронов — 3 МэВ ; ток пучка электронов — 30 кА ; длина импульса — 200 нс ; частота возбуждаемых волн — 250 МГц ; магнитное поле (макс.) — $2,5\text{T}$; энергия ионов (максимальная) — 30 МэВ ; ионный ток — 30 А ; амплитуда волн — 250 кВ ; длина ускорителя — 4 м .

На стадии разработки импульсного сильноточного электронного ускорителя и инжекции РЭП в полость дрейфа особое внимание было уделено подавлению стоячей волны нулевой частоты, о которой говорилось выше. Возбуждение циклотронной волны с $m = 0$ амплитудой 250 кВ на участке с умеренным значением магнитной индукции ($< 0,4\text{T}$) осуществляется с помощью СВЧ-генератора с мощностью 100 кВт , работающего в импульсном режиме с $T = 10 \text{ мкс}$. Дальнейшее быстрое нарастание циклотронной волны происходит на участке дрейфовой полости. После достижения расчетной амплитуды волны пучок сжимается до малого радиуса в сильном магнитном поле ($2,5\text{T}$). Такая схема возбуждения циклотронной волны выбрана в связи с обратной зависимостью ее инкремента от магнитной индукции. Затем РЭП с развитой волной поступает на участок ускорения ионов в спадающем магнитном поле, представляющем из себя собственно авторезонансный ускоритель. Инжекция ионов происходит после завершения нарастания амплитуды медленной волны с помощью импульсного газового напуска с последующей обдиркой атомов. Сброс сопровождающего электронного пучка в конце ускорения осуществляется с помощью поворотного магнита.

Экспериментальные и численные исследования прототипа АРУ на ленгмюровских медленных волнах [101] ориентируются на РЭП с энергией в диапазоне $300\text{—}700 \text{ кэВ}$. Источником ионов является диод Люса, использующий РЭП с энергией 700 кВ и $J_{\text{инж}} = 60 \text{ кА}$ и обеспечивающий поток протонов, равный примерно 10^{10} с энергией $(10\text{—}15) \text{ МэВ}$. В качестве усилительной секции используется цепочка

связанных резонаторов, в которых удалось достигнуть минимального значения $v_{\text{вм}} \approx 0,10$ с при соответствующих значениях $E_x \approx \approx 60$ кВ/см. Расчетные кривые фазовой скорости для тонкого пучка при двух различных энергиях инжекции и соответствующие экспериментальные значения $v_{\text{вм}}$ приведены на рис. 17. Экспериментальные исследования скорости нарастания медленной волны дают значения 5 дБ на один период при ширине полосы 40 МГц.

Рассмотренные модели и схемы ускорения ионов на медленных волнах ориентируются в основном на линейные моды ВПЗ с рассчитанным и строго контролируемым темпом нарастания амплитуды

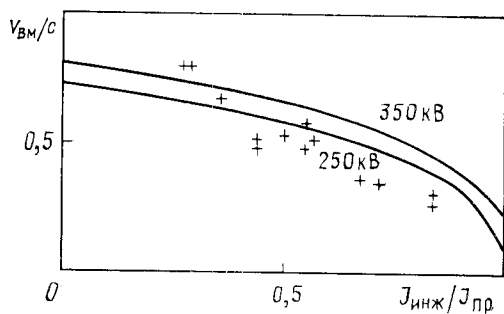


Рис. 17. Зависимость фазовой скорости медленной волны от $J_{\text{инж}}/J_{\text{пр}}$ для двух значений энергии РЭП:

++ + — экспериментальные результаты; сплошные кривые — расчет [113]

волны и ее фазовой скорости. В то же время существенный интерес представляют нелинейные моды ВПЗ типа солитонов, ударных фронтов, а также самоускоряющиеся сильнонелинейные ВПЗ. Как показали К. В. Ходатаев и В. Н. Цытович [110], для последнего случая пригодна так называемая циклотронно-фокусировочная неустойчивость, связанная с ВПЗ, в которой электроны, совершая в поперечном направлении циклотронное вращение, создают области перетяжек — фокусы, следующие за ионными уплотнениями. Анализ общего дисперсионного уравнения, полученного для геометрии пространства дрейфа и параметров РЭП, аналогичных [93], показывает переход циклотронно-фокусировочной неустойчивости в двух предельных случаях ($\omega_H \gg \gamma_e \omega_i$ и $\omega_H = 0$) к чисто циклотронной [93] или фокусировочной [111] неустойчивости соответственно. Исследование различных режимов по ионному току, когда можно или нельзя пренебречь нелинейностью взаимодействия ионов с ВПЗ (слаботочный и сильноточный режим соответственно), показало, что:

1) к моменту образования ионных банчей глубина пространственно-зарядовой модуляции в сильноточном режиме достигает единицы $\Delta = (\rho_{\text{макс}} - \rho_{\text{мин}})/(\rho_{\text{макс}} + \rho_{\text{мин}})$ в отличие от $\Delta = 0,1$, реализуемой в слаботочном режиме линейной ВПЗ, характерной для схем ускорения [93, 100];

2) темп ускорения в сильноточном режиме существенно возрастает по сравнению с линейным режимом, и характерная длина нарастания амплитуды ВПЗ оказывается много меньше длины участка

ускорения. Оценки темпа ускорения ионов с помощью сильнонелинейной ВПЗ дают конечную энергию ионов [на длине ускорения (10÷15) м] порядка (100÷200) МВ при токе, равном примерно 100 А, и электронном пучке с параметрами $\varphi_A = (1,5 \div 2)$ МВ, $J_{\text{инж}} = (20 \div 40)$ кА.

Для предельного случая развития ВПЗ характерно возникновение солитонов — локальных возмущений среды, т. е. плотности РЭП, на которые при выполнении определенных условий в общем случае может распадаться произвольное возмущение среды [112]. Напряженность поля солитона имеет вид

$$E(x) = E_0 \exp[-i\Omega t + (iv_s/2)(x - v_s t)(\omega_e/c)]^{-1} \times \times \text{ch}^{-1}(x - v_s t)/x_0, \quad (42)$$

где E_0 — амплитуда солитона; Ω — сдвиг частоты; x_0 — ширина солитона; v_s — его скорость; $x_0 = (c/\omega_e) \sqrt{2\alpha/E_0} \beta^{1/2}$; $\Omega = -\omega_e (v_s^2/4c^2 + E_0^2 \beta^2/2)$. Анализ движения солитонов в РЭП при значениях тока, близких к $J_{\text{пр}}$, показал наличие обратной связи между его амплитудой и скоростью движения, так что при достижении максимальной интенсивности поля солитон может изменять знак своей скорости. С нарастанием амплитуды солитона он сужается в аксиальном направлении и $x_0 < R_{\text{тр}}$. Распад солитонов происходит на уровне φ порядка (0,4) \mathcal{E}_e/e [113]. Возможность существования таких солитонов в РЭП как конечной нелинейной стадии развития ВПЗ чрезвычайно заманчиво в идеологии коллективного ускорения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный обзор современного состояния коллективных методов ускорения в прямых электронных пучках позволяет сделать сравнительный анализ их возможностей и перспектив. Прошедшие двадцать пять лет исследований показали, что, несмотря на кажущуюся простоту и привлекательность самой идеи использования коллективных полей РЭП и плазмы, ее реализация потребовала создания целого комплекса импульсных систем нового типа для получения интенсивных электронных пучков и сгустков и управления ими. Сложность и крупномасштабность решаемых при этом задач на различных этапах определяли по меткому выражению Я. Б. Файнберга «... периоды радужных и не всегда обоснованных надежд и еще менее обоснованного чувства безнадежности...» [13]. К настоящему времени из всего множества схем коллективного ускорения выделались, как наиболее перспективные для получения высокоэнергетических ионных сгустков, ионизационно-фронтальный ускоритель Олсона [65] и авторезонансные ускорители АРУ на циклотронной [93, 98] и ленгмюровской (линейной и нелинейной) волнах [100]. Несмотря на первые скромные результаты по сравнению с диодами Люса и подобными устройствами (во всех трех схемах уже получены

ускоренные ионы), они обладают главной чертой классических ускорителей, а именно, регулярным и контролируемым характером ускоряющих полей в отличие от слабо управляемых процессов ускорения на фронте РЭП в различных модификациях в нейтральном газе или вакууме. ИФУ и АРУ можно рассматривать как прототипы будущих высокоэнергетических коллективных ускорителей среднего диапазона энергий (сотни мегаэлектронвольт на единицу заряда) и тока (десятки — сотни ампер). Такие ускорители позволят решить ряд актуальных задач ядерной физики и технологии (получение новых трансурановых элементов, создание эффективных нейтронных источников, новых типов инжекторов для суперускорителей), а также при использовании тяжелых ионов составить конкуренцию существующим проектам термоядерных реакторов на базе классических ускорительно-накопительных комплексов [114]. Особый интерес такие ускорители представляют для создания высокоэнергетических мезонных фабрик в плане реализации холодного управляемого термоядерного синтеза на основе мюонного дейтерий-тритиевого катализа [115].

Огромная исследовательская работа по коллективным методам ускорения, проделанная за прошедшие два десятилетия, позволяет надеяться на появление этих ускорителей в варианте рабочего прототипа уже в течение ближайших нескольких лет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alfvén H., Wernholm O.— Arkiv Fysik, 1952, Bd5, S. 175.
2. Векслер В. И. Труды симпозиума ЦЕРН, 1956, т. 1, с. 80; Атомная энергия, 1957, т. 5, с. 424.
3. Файнберг Я. Б. Труды симпозиума ЦЕРН, 1956, т. 1, с. 84; Атомная энергия, 1959, т. 6, с. 431.
4. Будкер Г. И. Труды симпозиума ЦЕРН, 1956, т. 1, с. 68; Атомная энергия, 1956, т. 1, с. 9.
5. Векслер В. И., Цытович В. Н. Труды ФИАН, 1973, т. 66, с. 57.
6. Bennet W. H.— Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 1584.
7. Труды ФИАН. Под ред. акад. Д. В. Скобельцына, 1973, т. 66.
8. Саранцев В. П., Перельштейн Э. А. Коллективное ускорение ионов в электронных кольцах. М.: Атомиздат, 1978.
9. Reiser M.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1973, v. 20, p. 992.
10. Andelfinger C., Shumacher U., Ulrich M.— Phys. Lett., 1975, v. 51, p. 367.
11. Ахизер А. И., Файнберг Я. Б.— ЖЭТФ, 1951, т. 21, с. 1262.
12. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.
13. Вопросы теории плазмы. Под ред. акад. М. А. Леонтовича, Т. I—VIII. М. Атомиздат, 1963—1974.
14. Файнберг Я. Б.— В кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, 1970, с. 465.
15. Физика и применение плазменных ускорителей. Под ред. А. И. Морозова, Минск, 1974.
16. Габович М. Д. Плазменные источники ионов. Киев, Наукова думка, 1964.
17. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1, 2, М., Атомиздат, 1970—1971.
18. Курилко В. П.— В кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, 1970, с. 498.

19. Fainberg Ya. B. e.a.— In: Proc. 3rd Intern. Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research Technology, Novosibirsk, 1979, v. 2, p. 692.
20. Bogdankevich L. S., Rukhadze A. A., Kuzelev M. V.— Ibid., p. 734.
21. Bratman V. L., Ginzburg N. S., Petelin M. I.— Ibid., p. 540.
22. Graybill S. E.— In: ICP Report DASA, 1968, p. 2315; IEEE Trans. Nucl. Science, 1973, v. 20, p. 301.
23. Rander I. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 283.
24. Ecker B., Putman S.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1973, v. 20, p. 301.
25. Kuswa G., Bradley L. R., Yonas G.— Ibid., p. 305.
26. Коломенский А. А. и др.— ЖЭТФ, 1976, т. 68, в. 1, с. 52; В кн.: Труды II симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1977, с. 114.
27. Быстрицкий В. М., Ремнев Г. Е., Усов Ю. П.— Изв. вузов. Сер. Физика, 1978, т. 5, с. 135.
28. Айрапетов А. Ш., Синильщикова И. В.— Атомная техника за рубежом, 1981, т. 6, с. 11.
29. Straw D. C., Miller R. B.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1975, v. 23, № 3, p. 1022.
30. Straw D. C., Miller R. B.— In: Proceedings of International Topical Conference on High Power Electron Beam Research and Technology. V. 1. Albuquerque, 1976, p. 368.
31. Straw D. C., Miller R. B.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1977, v. 24, № 3, p. 1645.
32. Быстрицкий В. М. и др.— Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, вып. 2, с. 80.
33. Быстрицкий В. М. и др.— Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, вып. 21, с. 991.
34. Быстрицкий В. М.— В кн.: Труды Научно-исследовательского института ядерной физики, Томск, М. Атомиздат, 1979, вып. 8, с. 66.
35. Eckhouse S. e.a.— В кн.: Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1977, p. 146.
36. Putnam S. D., Ecker B.— Ibid., p. 52.
37. Быстрицкий В. М., Подкатов В. П.— Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, вып. 5, с. 301.
38. Masuzaki M., Komori S.— In: Proceedings of 3rd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, Novosibirsk. V. 1, 1979, p. 353.
39. Sethian J. D. e.a.— Ibid., p. 333.
40. Wachtel I. M., Eastlund B. I.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1969, v. 14, p. 1047.
41. Ростокер Н.— В кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, 1970, с. 509.
42. Росинский С. Е., Рухадзе А. А., Рухлин В. Р.— Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 53.
43. Poukey I. W., Rostoker N.— Plasma Phys., 1971, v. 13, № 10, p. 897.
44. Putnam S. D.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, № 16, p. 1129.
45. Александр К., Хангче Э., Зимрот П.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 568.
46. Александр К. Ф., Хинце В.— ЭЧАЯ, 1982, т. 13, с. 344.
47. Курилко В. И., Кучеров В. И.— В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 2. М., Наука, 1975, с. 272.
48. Кучеров В. И.— Физика плазмы, 1975, т. 1, вып. 6, с. 963.
49. Olson C. L. Collective Ion Acceleration. Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag, v. 84, 1979.
50. Быстрицкий В. М. и др.— В кн.: Труды VII Международного симпозиума по разрядам и электрической изоляции в вакууме. Новосибирск, 1976, с. 362.
51. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н., Подкатов В. П.— В кн.: Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике, Новосибирск, 1982, т. 2, с. 204.
52. Гапанович В. Г., Коломенский А. А., Логачев И. И.— В кн.: Тезисы

- докладов III Всесоюзного симпозиума по сильноточной импульсной электронике. Томск, 1978.
53. Reiser M.— In: Proceedings of 3rd International Symposium on Collective Methods of Acceleration. Laguna Beach, 1978, p. 581.
 54. Olson C. L.— Phys. Rev. A, 1975, v. 11, p. 288.
 55. Bistritsky V. M. e.a.— In: Proceedings of 3rd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 1, Novosibirsk, 1979, p. 361.
 56. Быстрицкий В. М. и др.— Физика плазмы, 1982, т. 8, вып. 2, с. 117.
 57. Быстрицкий В. М., Шустова В. Н.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 654.
 58. Диденко А. Н. и др.— Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 3, с. 514.
 59. Sullivan D. J.— In: Proceedings of 3rd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 2, Novosibirsk, 1979, p. 769.
 60. Olson C. L.— In: Proceedings of 3rd International Symposium on Collective Methods of Acceleration. Laguna Beach, 1978, p. 305.
 61. Kuswa C. W. e.a.— In: Proceedings of IX International Conference on High Energy Particle Accelerators, Stanford, 1974, p. 268.
 62. Miller R. V. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1977, v. 24, № 3, p. 1648.
 63. Коломенский А. А., Логачев И. И.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 50.
 64. Агафонов А. В., Коломенский А. А., Логачев И. И.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 478.
 65. Olson C. L.— In: Proceedings of 2nd International Symposium on Collective Methods of Acceleration, Dubna, 1976, p. 101.
 66. Olson C. L.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1981, v. 28, № 3, p. 3349.
 67. Плюetto А. А.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1589.
 68. Плюetto А. А., Суладзе К. В., Рыжков В. Н.— В кн.: Труды VII конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, 1970, т. 2, с. 505.
 69. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.— Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 5, с. 767.
 70. Ступаков Г. В. Препринт 80-93, ИЯФ, СО АН СССР. Новосибирск, 1980.
 71. Быстрицкий В. М., Красик Я. Е.— Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 2, с. 413.
 72. Burdakov A. V. e.p.— In: Proceedings of 3rd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, V. 1. Novosibirsk, 1979, p. 315.
 73. Дейчули П. П., Федоров В. М.— В кн. Тезисы докладов V Всесоюзного Симпозиума по сильноточной электронике, Новосибирск, 1982, т. 1, с. 162.
 74. Бояринцев В. М. и др. Там же, с. 166.
 75. Luce J. S. Annals of N.Y. Academy of Science, 1975, v. 251, p. 217.
 76. Boyer C. N., Kim H., Zorn G. T.— In: Proceedings of International Topical Conference on High Power Electron Beam Research and Technology. V. 1. Albuquerque, 1976, p. 347.
 77. Adamski J. L. e.a.— In: Proceedings of 2nd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 2. Cornell, 1978, p. 497.
 78. Bistritsky V. M. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1979, v. 26, № 3, p. 4248.
 79. Mahaffey R. A. e.a. In: Proceedings of 3rd International Symposium on collective methods of acceleration. Laguna Beach, 1978, p. 521.
 80. Heberling R. F., Payton D. N. III.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, № 5, p. 2079.
 81. Adler R., Nation J. A., Serlin V.— Phys. Fluids, 1981, v. 24, № 2, p. 347—356.
 82. Destler W. W., Kim H.— In: Proceedings of 2nd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 1. Cornell, 1978, p. 251.
 83. Destler W. W. e.a.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, № 3, p. 296.
 84. Kolomensky A. A. e.a.— In: Proceedings of 2nd International Topical Conference

- rence of High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 2. Cornell, 1978, p. 793.
85. Greenvald A., Little R.— Ibid., p. 533.
 86. Глейзер И. З. и др.— В кн.: Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по сильноточной импульсной электронике. Томск, 1978, с. 221.
 87. Коломенский А. А., Гапанович В. Г.— Изв. вузов. Сер. Физика, 1979, Т. 10, с. 1.
 88. Agafonov A. V. e.a.— In: Proceedings of 3rd International Symposium on Collective Methods of Acceleration, Laguna Beach, Cal., 1978, p. 395.
 89. Greenwald A., Little R.— Ibid., p. 371.
 90. Pasour J. A. e.a.— In: Proceedings of 2nd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 1. Cornell, 1978, p. 623.
 91. Крол Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
 92. Briggs R. G.— Phys. of Fluids, 1976, v. 19, p. 1257.
 93. Sloan M. L., Drummond W. E.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, N 20, p. 1234.
 94. Godfrey B. B.— IEEE Trans. on Plasma Science, 1977, v. 25, N 4, p. 223.
 95. Godfrey B. B., Faehl R. J., Newberger B. S.— Ibid., p. 541.
 96. Adler E. e.a.— In: Proceedings 2nd International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 2. Cornell, 1978, p. 509.
 97. Иванов Б. И. и др. Препринт ХФТИ АН УССР, № 88. Харьков, 1980.
 98. Иванов Б. И. и др.— Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, вып. 18, с. 1112.
 99. Sprangle P., Roberson C. W., Cha-Mei Tang.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1979, v. 26, N 3, p. 4229.
 100. Sprangle P., Drobot A. T.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, N 20, p. 1180.
 101. Adler R. G. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1979, v. 26, N 3, p. 4223.
 102. Индыкул В. П. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 153; Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 5, с. 775.
 103. Yadavalli S. V.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, N 4, p. 273.
 104. Faehl R. J., Shanahan W. R., Godfrey B. B.— In: Proceedings of 3rd International Conference on High Power Electron Ion Beam Research and Technology. V. 1. Novosibirsk, 1979, p. 319.
 105. Бонч-Осмоловский Г. В., Доля С. Н.— В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т. 1, с. 413.
 106. Беликов В. В., Лымарь А. Г., Хижняк Н. А.— Письма в ЖТФ, 1975, т. 1, вып. 13, с. 615.
 107. Лебедев А. Н., Пазин К. Н. Там же, с. 149.— В кн.: Труды II-го симпозиума по коллективным методам ускорения, Дубна, 1977, с. 172.
 108. Лебедев А. Н., Пазин К. Н.— В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т. 1, с. 388.
 109. Sloan M. L. e.a.— In: Proceedings of 3rd International Conference on Collective Ion Acceleration. Laguna Beach, 1978, p. 145.
 110. Ходатаев К. В., Цытович В. Н., Лебедев П. Н. Препринт ФИАН-90, 1978.
 111. Ходатаев К. В., Цытович В. Н.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 301.
 112. Цытович В. Н., Хакимова М. Препринт ФИАН-16, 1978.
 113. Adler R. G. e.a.— In: Proceedings of 3rd International Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. V. 1. Novosibirsk, 1979, p. 343.
 114. Martin R. L., Burke R. L.— Ibid., v. 2, p. 433.
 115. Быстрицкий В. М. и др. Препринт ОИЯИ Д1-12696, Дубна, 1979.