

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Коллективное ускорение ионов в системах с виртуальным катодом

А.Е. Дубинов, И.Ю. Корнилова, В.Д. Селемир

Излагается современное состояние исследований и разработок в области физики и техники коллективного ускорения ионов в системах с виртуальным катодом (ВК). Рассматриваются три основных метода ускорения и устройства на их основе: отражательные триоды и их модификации, газонаполненные виркатоды и вакуумные виркатоды с диодом Люса. Приводятся экспериментальные результаты и описываются основные физические модели, объясняющие эти результаты. Рассматриваются также новые методы ускорения ионов, осуществление которых связано с образованием и исчезновением ВК. Сравниваются все методы коллективного ускорения ионов и указываются возможные пути дальнейшего развития этой перспективной научной области.

PACS number: 41.75.Ak

Содержание

1. Введение (1225).
 2. Коллективное ускорение ионов в диодных отражательных системах (1226).
2.1. Диодные ОС, их классификация. 2.2. Сравнительный анализ симметричных и асимметричных ОС. 2.3. Методы получения анодной плазмы, состав ионных пучков. 2.4. Применение ОС.
 3. Коллективное ускорение ионов сильноточным РЭП в нейтральном газе (1231).
3.1. Основные результаты экспериментальных работ. 3.2. Теоретические модели и расчеты, их сопоставление с экспериментальными данными. 3.3. Способы синхронизации движения фронта ВК и ускоряемых ионов.
 4. Коллективное ускорение ионов в диоде Люса с изолированным анодом (1237).
4.1. Основные результаты экспериментальных работ, концепции механизма ускорения. 4.2. Модификации диода Люса.
 5. Другие методы коллективного ускорения ионов в системах с ВК (1240).
5.1. Коллективное ускорение ионов в искровом вакуумном разряде. 5.2. Коллективное ускорение ионов в режиме бегущей границы распределенного ВК.
 6. Заключение (1244).
- Список литературы (1245).

А.Е. Дубинов, И.Ю. Корнилова, В.Д. Селемир.
Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 г. Саров, Нижегородская обл., просп. Мира 37, Российская Федерация
Тел. (83130) 4-51-44. Факс (83130) 4-53-84
E-mail: dubinov@ntc.vniief.ru

Статья поступила 28 февраля 2002 г.,
после доработки 27 июня 2002 г.

1. Введение

Предмет настоящего обзора — рассмотрение и анализ физики и техники коллективного ускорения ионов в системах на основе сильноточных электронных пучков с виртуальным катодом (ВК).

К разработке методов коллективного ускорения ионов приступили более 40 лет назад. Характерная особенность данных методов заключается в том, что в них основную роль играет взаимодействие ускоряемых частиц с самосогласованными коллективными полями пространственного заряда или токами, обусловленными совокупностью электронов плазмы, релятивистских пучков, колец, сгустков и других образований. Преобладание коллективных процессов в ускоряющих системах, основанных на подобных методах, существенно повышает максимальные напряженности ускоряющих полей (до $\sim 10^6$ В см⁻¹) и предельные токи ускоряемых частиц (до ~ 1 МА), что позволяет генерировать сильноточные ионные пучки мощностью до ~ 1 ТВт. Перспективность использования таких пучков очевидна, область применения очень широка — управляемый термоядерный синтез [1, 2], создание мощных импульсных нейтронных источников [3], накачка мощных лазеров [4] и др.

В настоящее время наиболее интересными представляются коллективные методы, базирующиеся на использовании явления ВК. Во-первых, эти методы пока находятся в стадии поисковых решений, в отличие, например, от полностью проработанного метода ускорения ионов с помощью колец релятивистских электронов [5], и поэтому регулярно пополняются новыми теоретическими и экспериментальными исследованиями. Во-вторых, эти методы лидируют по полученным предельным ионным токам (до 1 МА в отражательных диодах) и энергии ускоренного пучка (до 45 МэВ нуклон⁻¹ в диодах Люса), что вызывает к ним повышенный интерес.

Можно выделить три основные схемы коллективного ускорения ионов в системах с ВК, более других теоретически исследованные и получившие наиболее широкое экспериментальное применение: диодные отражательные системы (ОС), газонаполненные виркаторы и вакуумные виркаторы с генерацией ионов на аноде (диоды Люса или виркаторы с плазменным анодом). Эти методы стали развиваться в начале 70-х годов. Достаточно вспомнить в этой связи труды I и II Симпозиумов по коллективным методам ускорения (Дубна, 1972 и 1976), Совещания по проблемам коллективного метода ускорения (Дубна, 1982), VI и VII Всесоюзных совещаний по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1979 и 1983), где опубликованы многие основополагающие работы в области коллективного ускорения ионов в электронных пучках с ВК.

Рассмотрим, на чем базируются методы коллективного ускорения. По закону Чайльда – Ленгмюра плотности электронного и ионного токов в диоде определяются выражением

$$j_{e,i}^{\text{чЛ}} = \frac{\sqrt{2}\alpha}{9\pi} \left(\frac{eZ_{e,i}}{m_{e,i}} \right)^{1/2} \frac{U_0^{3/2}}{d^2}, \quad (1)$$

где $Z_{e,i}$ и $m_{e,i}$ — заряд и масса покоя электрона и иона, U_0 — приложенное к зазору диода напряжение, d — ширина зазора, величина α определяется характером установившихся электронно-ионных потоков ($\alpha = 1,86$ в биполярном режиме). Из (1) следует, что в биполярном диоде ток в основном переносится электронами, а не тяжелыми положительными ионами (до 95–99%). В связи с этим встает проблема подавления электронного тока в ускоряющем промежутке. Один из способов решения данной проблемы был предложен и реализован Хэмфрисом и др. в 1974 г. [6]. Подавление электронной компоненты тока диода в нем достигается за счет многократных осцилляций электронов между катодом и ВК. На данном явлении основаны все существующие ОС. Отметим и другие способы подавления электронного тока в диоде: магнитная изоляция электронов в замагниченных диодах [7, 8], увеличение расстояния транспортировки электронов от катода к аноду в диодах с пинчеванием электронного пучка [9].

Способы генерации мощных ионных пучков (МИП) в газонаполненных виркаторах и вакуумных виркаторах с генерацией ионов на аноде основаны на ускорении сильноточного пучка электронов, поле пространственного заряда которого захватывает в ускоряющее движение и положительные ионы. В этих способах коллективного ускорения используется тот факт, что масса электрона много меньше массы ускоряемого иона и поэтому первоначально ускорить электроны проще. Отметим, что при обычном ускорении внешнее электрическое поле и, значит, темп ускорения нельзя наращивать бесконечно из-за опасности возникновения пробоя ускоряющего промежутка, в то время как при коллективном ускорении эта проблема может быть частично или полностью снята.

Описанию указанных методов коллективного ускорения ионов и посвящен данный обзор. В разделе 2 рассмотрен способ коллективного ускорения ионов в диодных ОС. Проанализированы существующие виды диодных ОС, принципы их работы. Дан сравнительный анализ различных ионных источников. Указаны области

применения ОС. В разделе 3 обсуждается способ коллективного ускорения ионов в газонаполненных виркаторах. Приведены основные теоретические модели и расчеты и их сравнение с экспериментальными данными. Описаны способы синхронизации движения фронта ВК и ускоряемых ионов. В разделе 4 рассмотрен способ коллективного ускорения ионов в вакуумных виркаторах с генерацией ионов на аноде. Описаны традиционные диоды Люса и их модификации. Представлены работы, в которых построена самосогласованная теория данного метода ускорения. В разделе 5 описаны другие малоизвестные методы коллективного ускорения ионов в электронных пучках с ВК и выделены наиболее перспективные. В разделе 6 проведено итоговое сравнение рассмотренных способов и указаны возможные пути дальнейшего развития физики и техники коллективного ускорения в системах на основе ВК.

2. Коллективное ускорение ионов в диодных отражательных системах

2.1. Диодные ОС, их классификация

Идея получения МИП в диодных ОС впервые была предложена и реализована в работе Хэмфриса и др. в 1974 г. [6]. В геометрии отражательного триода (ОТ) (рис. 1б) был получен пучок протонов с параметрами $E_i = 100$ кэВ, $I_i = 500$ А, $\tau = 50$ нс. В том же году Хафф и Смит опубликовали результаты экспериментов по генерации МИП в двойном диоде (ДД) (рис. 1а) [10]. Новое направление ускорительной техники стало интенсивно развиваться, и вскоре появились другие виды диодных систем, основанных на принципе отражения: асимметричные триоды, отражательные тетроды (рис. 1в–д).

Принцип действия таких систем заключается в следующем. После подачи на анод высоковольтного импульсного напряжения электроны эмитируются одним (в системах с ВК) или двумя (в системах с ДД) катодами. Затем они ускоряются в электрическом поле А–К-зазора и начинают осциллировать в потенциальной яме, пересекая достаточно прозрачный для них анод (толщиной 10–100 мкм). Анод обычно выполнен из вещества с большим содержанием водорода и является хорошим

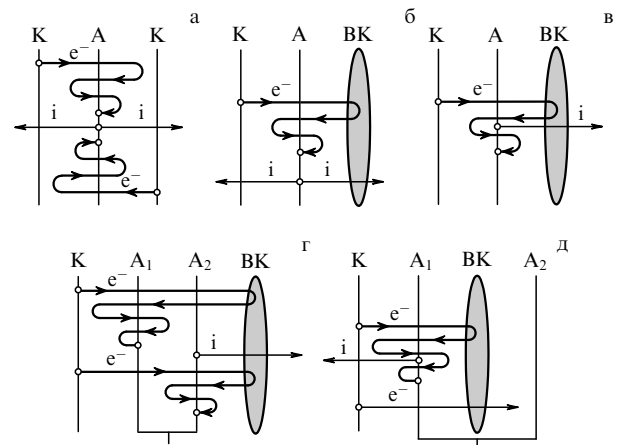


Рис. 1. Принципиальные схемы ОС: (а) двойной диод (ДД), (б) симметричный ОТ, (в) асимметричный ОТ, (г, д) тетроды.

источником плазмы. Энергия, выделяемая электронами при пересечении анода, идет на разогрев материала анода и образование поверхностной плазмы. Вытягиваемые из анодной плазмы ионы ускоряются в электрических полях А–К- и А–ВК-зазоров и выводятся через полупрозрачные катоды из пространства диода. Система обычно помещается в продольное магнитное поле (несколько килогаусс), чтобы устранить потери электронов на стенки и анододержатель.

По количеству генерируемых пучков ОС делятся на симметричные (два ионных пучка) и асимметричные (один ионный пучок). К симметричным относятся системы ДД и ОТ (рис. 1а, б), которые интенсивно изучались в первые 5–7 лет развития данного направления. Полученные результаты опубликованы в хорошо выполненных обзорах [11, 12]. К недостаткам данных систем следует отнести: а) низкоимпедансный режим работы, при котором в результате рассогласования с формирующей линией питания ускорителя генерируется ионный пучок с недобором энергии; б) ограничение эффективности ускорения величиной $\leq 50\%$ за счет второго ионного пучка (обычно не используется), движущегося к реальному катоду. В значительной степени указанные недостатки отсутствуют в асимметричных ОС: асимметричном ОТ, в котором хорошим источником ионов является одна сторона анода, и разновидностях тетрода (рис. 1в–д).

2.2. Сравнительный анализ симметричных и асимметричных ОС

Кратко рассмотрим процессы, сопровождающие генерацию МИП в симметричных и асимметричных ОС. Теоретическое исследование работы симметричных ОС [13–16] показало, что при некоторых условиях поведение плотностей диодных ионного j_i и электронного j_e токов характеризуется расходимостью и нулевым значением импеданса триода. К таким условиям могут быть отнесены определенные значения вклада потоков рассеянных электронов Δ в аноде [15], среднего числа пересечений анода осциллирующими электронами до поглощения в нем η [13] и др. Пример расходимости показан на рис. 2.

Причина расходимости заключается в резком уменьшении импеданса триода вследствие зарядовой нейтрализации А–К-зазора. Это явление наглядно иллюстрирует рис. 3.

Зависимость ионного тока от напряжения триода отличается от закона $I_i \sim U^{3/2}$ и с учетом рассеяния электронов в анодной фольге описывается соотношением $I_i \sim U^{3,5}$ [15].

Экспериментальные исследования [6, 17–25] симметричных ОС подтвердили существование процессов, предсказанных стационарными моделями. Однако наблюдалось количественное расхождение экспериментальных и расчетных параметров данных систем. Изучение работы реальных ОС показало, что эти различия обусловлены несколькими факторами. Во-первых, в реальных симметричных ОС происходящие процессы носят нестационарный характер, в то время как теоретические модели рассматривают стационарные процессы. В зависимости от конкретных условий эксперимента нестационарность может проявляться в периодической генерации ионного пучка [22], в коллективных процессах ускорения части ионов до энергии, во много раз превышающей параметр

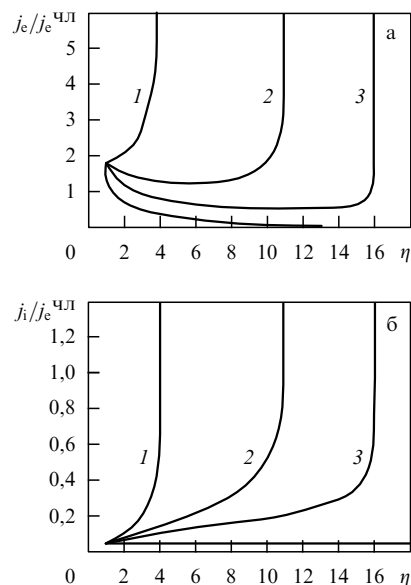


Рис. 2. Зависимость j_e/j_e^{chl} и j_i/j_i^{chl} от среднего числа пересечений анода η для различных функций распределения электронных потоков в симметричном триоде [13].

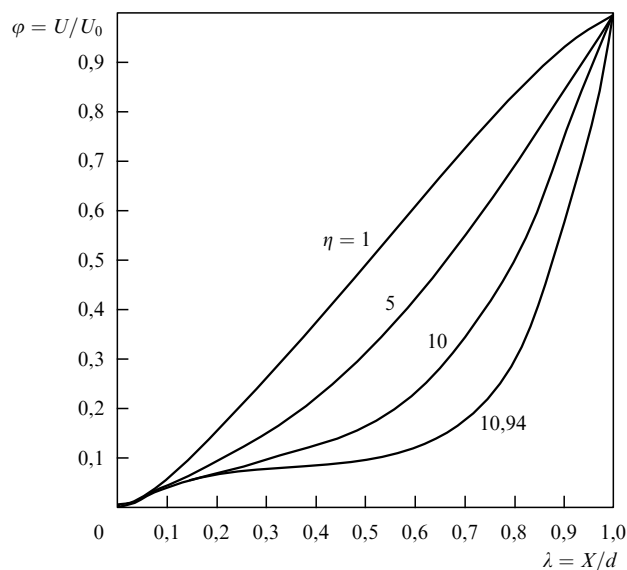


Рис. 3. Зависимость потенциала от координаты для функции распределения электронного потока, соответствующей кривой 2, изображенной на рис. 2 [13].

$eZ_i U_0$ [26], в колебаниях пространственной плотности заряда и СВЧ-генерации [27]. Во-вторых, если в теоретических моделях напряжение на А–К-зазоре считается постоянной величиной, то в реальных установках оно меняется. В экспериментах при падении импеданса триода происходит рассогласование его с формирующим элементом ускорителя, в результате чего напряжение на аноде падает. Это в свою очередь приводит к уменьшению η , что существенно влияет на выходные параметры ионного пучка. Потери электронного пучка на стенки также вносят вклад в количественные различия.

Асимметричные ОС характеризуются иной динамикой накопления и распространения пространственного

заряда. В асимметричном ОТ, где лишь одна поверхность анода (обычно со стороны ВК) является хорошим источником ионов, ионный пучок распространяется только в сторону ВК. Таким образом, в асимметричном триоде выделены две области: 1) чисто электронных потоков (А–К-зазор); 2) электронно-ионных потоков (А–ВК-зазор).

Тетроды представляют собой модификацию асимметричных ОТ. В них также генерируется только один ионный пучок. Впервые схема тетрода была предложена в 1978 г. [28, 29]. Основная идея подобной схемы заключается в использовании двух анодов (A_1 и A_2), один из которых (A_2) — хороший источник ионов и обычно располагается со стороны ВК. Электрическое поле катода в такой геометрии не проникает к эмитирующей ионы поверхности анода A_2 , в результате генерация МИП происходит только в направлении ВК. В такой конфигурации тетрода в стационарном состоянии существует три группы осциллирующих электронов: две группы совершают колебания вокруг одного из анодов, и одна группа осциллирует вокруг двух анодов. По мере потери энергии электроны переходят из последней группы в две первые.

Несколько иная схема тетрода (рис. 1д) рассмотрена в [30]. Ее отличительная особенность состоит в том, что ВК образуется между анодами. В данном случае имеются две группы осциллирующих электронов, одна из которых совершает колебания вокруг анода A_1 , другая — вокруг анода A_2 . В подобной геометрии распространение ионного пучка происходит в сторону реального катода.

Теоретическое исследование предложенных асимметричных стационарных моделей сводится к совместному решению уравнений Пуассона, записанных для выделенных областей диодной системы. В [31] рассмотрена одномерная модель установившегося режима асимметричного ОТ в нерелятивистском приближении. Результаты численного моделирования для различных функций распределения электронов приведены на рис. 4, из которого видно, что при увеличении числа пересечений

анода η независимо от функции распределения электронных потоков ионный ток возрастает с одновременным уменьшением электронного тока, и в пределе $\eta \rightarrow \infty$ их значения совпадают. Таким образом, в асимметричном ОТ расходимости ионного и электронного токов и, соответственно, коллапса импеданса не наблюдается. Аналогичные результаты были получены и для двух схем тетрода [30, 32]. Из этого следует, что асимметричные ОС позволяют работать в высокоимпедансном режиме. Такой режим работы можно использовать для накачки лазеров, генерации нейтронных импульсов и т.д.

По величине генерируемых токов при одних и тех же параметрах несомненным преимуществом обладают симметричные ОС. Из рисунка 2 видно, что ионные токи в симметричных ОС могут значительно превосходить ЧЛ-предел (в 6–60 раз по результатам экспериментов), в то время как в асимметричных ОС их значения всегда меньше ЧЛ-предела (см. рис. 4). Последнее объясняется большим пространственным зарядом чисто электронных областей асимметричных ОС. По уровню КПД выигрывают ОС с одним ионным пучком, однако реально достижимые КПД пока остаются ниже расчетных: 45 % для симметричных ОС и 70 % для асимметричных [12].

Максимальные достигнутые к настоящему времени токи МИП в диодных ОС составляют ≤ 1 МА на уровне мощности ≤ 1 ТВт. В экспериментальных исследованиях выявлена сильная зависимость ионного выхода от таких параметров диодной системы, как материал и структура анода [6, 17, 21, 25], рабочее напряжение [20, 22], амплитуда внешнего магнитного поля [18]. Оптимальные геометрические параметры тетродов (суммарная толщина анодов, отношение расстояний между электродами) для максимального ионного выхода теоретически рассчитаны в [30, 32].

2.3. Методы получения анодной плазмы, состав ионных пучков

При проектировании ОС не последней является проблема создания надежного и простого источника анодной плазмы. Можно выделить три основных способа генерации анодной плазмы: 1) в результате бомбардировки электронами тонких проводящих анодов или анодов с диэлектрическими пленками; 2) за счет поверхностного пробоя массивного металлдиэлектрического анода; 3) с помощью стороннего источника на аноде.

Первые два способа имеют существенные недостатки. Работа с тонкими проводящими анодами характеризуется значительной задержкой начала генерации ионного пучка после приложения импульса напряжения. Исследования генерации сильноточного ионного пучка (СИП) в триоде при различных материалах анода [25] показали, что для алюминиевых фольг толщиной 10–110 мкм данная задержка составляет порядка 30 нс. Задержка соответствует времени достижения определенного удельного энерговклада осциллирующих электронов в анод. По всей совокупности экспериментальных данных эта величина составляет $1–3$ кДж $г^{-1}$.

При работе с анодами, представляющими собой металлический каркас, покрытый диэлектрической пленкой толщиной 15–110 мкм, время задержки существенно уменьшалось (до 5–10 нс). Ранее образование анодной плазмы авторы объясняют поверхностным пробоем диэлектрической пленки на переднем фронте импульса

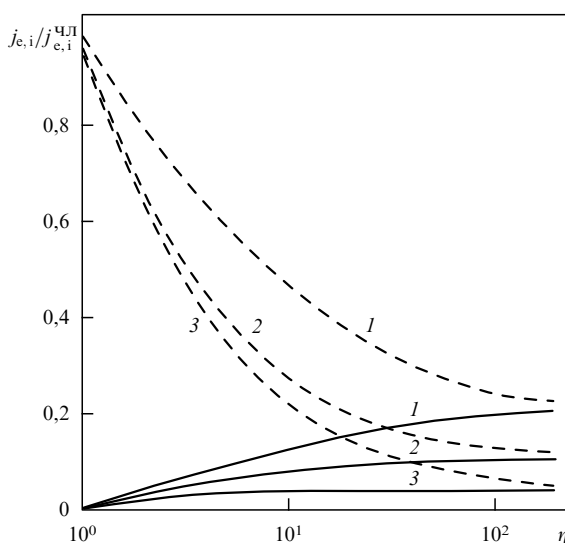


Рис. 4. Зависимость $j_e/j_e^{\text{ЧЛ}}$ (---) и $j_i/j_e^{\text{ЧЛ}}$ (—) от среднего числа пересечений анода η для различных функций распределения электронных потоков в асимметричном триоде [31].

напряжения. Однако недостатком пленочных анодов, впрочем, как и фольговых, является их малая долговечность, ограниченная в лучшем случае несколькими рабочими импульсами.

Использование массивного (толщина много больше длины свободного пробега электрона) металлодиэлектрического анода позволяет ОС работать в многоимпульсном режиме. В таких ОС электроны совершают колебания через отверстия в аноде. Источником ионов служит плазма, образующаяся при поверхностном пробое анодного диэлектрика. В [25] отмечено, что в данном случае поведение напряжения и полного тока в триоде совпадает со случаем анода с диэлектрической пленкой, однако эффективность работы несколько ниже ($\leq 30\%$ по сравнению с $\leq 45\%$).

Для уменьшения временной задержки образования анодной плазмы относительно начала высоковольтного импульса напряжения был предложен способ генерации анодной плазмы на зарядном предимпульсе ускорителя. В подобных экспериментах [33, 34] использовался составной анод, элементы которого были выполнены из латуни в виде одинаковых цилиндров и соединены между собой диэлектрическими шпильками. Одна половина анода подсоединялась к анододержателю, а другая — к зарядной индуктивности двойной формирующей линии (ДФЛ). Для регулировки крутизны переднего фронта и длительности предимпульса в цепи ДФЛ использовался разрядник. В такой схеме пробой зазора (~ 1 мм) составного анода и генерация плазмы происходят перед тем, как высоковольтный импульс напряжения поступает на анод. Казалось бы, предварительное образование плазмы должно сильно сократить временную задержку. Однако экспериментальные результаты этого не подтвердили. Плазма, образованная на предимпульсе, имеет недостаточную концентрацию для генерации МИП. Это объясняется торможением плазмы при ее движении поперек магнитного поля к приосевой области анода, а также малым временем этого движения (~ 400 нс) до прихода основного импульса. При средней скорости движения плазмы на уровне $\leq 10^6$ см с⁻¹ оценки пройденного расстояния составляют доли сантиметра. В [34] время задержки генерации МИП относительно начала импульса напряжения получено равным 30–40 нс, из чего авторы сделали вывод, что основная наработка анодной плазмы происходила на рабочем импульсе напряжения при прямом разогреве материала анода осциллирующими электронами.

Наиболее перспективен способ генерации плазмы за счет пробоя диэлектрической вставки или вакуумного промежутка составного анода сторонним источником. Как показано в [34], такой источник может обеспечить отсутствие временной задержки относительно начала высоковольтного импульса напряжения, однородность и малую (единицы электронвольт) температуру плазмы, генерацию ионных пучков с различным массовым составом, работу в частотном режиме без переборок. В соответствии с экспериментальными результатами [34] для различных временных задержек τ_3 реализуются три режима работы триода: 1) режим, близкий к холостому ходу ускорителя ($\tau_3 < 3$ мкс); 2) режим растущего импеданса ($\tau_3 = 3-6$ мкс); 3) режим резкой подсадки напряжения, вплоть до короткого замыкания ($\tau_3 > 6$ мкс). Наличие трех режимов объясняется различной концентрацией предварительно созданной анодной плазмы. Для

трех режимов концентрация плазмы составляла соответственно $(2-5) \times 10^{12}$ см⁻³, $(3-6) \times 10^{13}$ см⁻³ и 10^{14} см⁻³.

В экспериментах [34] ускорялся ионный пучок, содержащий три массовые компоненты (H^+ , C^{n+} и Cu^{n+}). Замечено, что более тяжелые ионы появляются в начале импульса анодного тока. Сравнение отношений $j_i/j_e^{ЧЛ}$ для разных компонент ионного пучка показало, что с повышением массы ионов величина $j_i/j_e^{ЧЛ}$ растет ($j_i/j_e^{ЧЛ} = 9 \pm 2$ для H^+ и $j_i/j_e^{ЧЛ} = 14$ для Cu^{n+}). Абсолютные значения плотности тока были равны 40 А см⁻² для H^+ и 7 А см⁻² для ионов меди.

Наличие легкой водородной фракции в составе МИП можно объяснить большим содержанием водорода в используемых диэлектриках и вакуумных маслах ускорителей. А поскольку протоны отличаются минимальной инертностью, в реальных условиях (если не приняты специальные меры) ионные пучки состоят в основном из протонов [35]. Применение специальных материалов и покрытий анода позволяет получать ионы более тяжелых элементов. В работе [34] анод был изготовлен из латуни, этим объясняется присутствие ионов меди в МИП. В [17] при использовании тонких алюминиевых анодов ускорялись ионы Al^{2+} до энергии 3 МэВ, при этом пик ионного тока составил 5 кА. В [21] получены пучки дейтронов ($E_i = 400$ кэВ, $I_i = 500$ А, $\tau = 50$ нс) с использованием анода из алюминизированного майлара (6,25 мкм) с CD_2 -покрытием (толщиной 25 мкм).

Из экспериментальных данных следует, что в ОС генерируются ионные пучки с низкой степенью ионизации ионов ($Z_i \leq 2$). Низкая степень ионизации обусловлена малой температурой анодной плазмы (единицы электронвольт) и малым временем нахождения ионов в облаке осциллирующих электронов. Интегральная плотность потока осциллирующих электронов обычно не превышает $10^{15}-10^{17}$ см⁻², в то время как сечения многократной ионизации для атомов разных масс лежат в диапазоне $10^{-18}-10^{-23}$ см² [36], поэтому содержание высокозарядной компоненты в ионном пучке оказывается пренебрежимо малым.

Быстрицкий в [37] предложил модификацию метода электронно-лучевой ионизации ионов Донца [36] для генерации многозарядных МИП в ОС. Эта идея отражена в системе, принципиальная схема которой показана на рис. 5. Характерной особенностью такой системы является острый катод и полый анод конической формы. Источником ионов служит рабочий газ, находя-

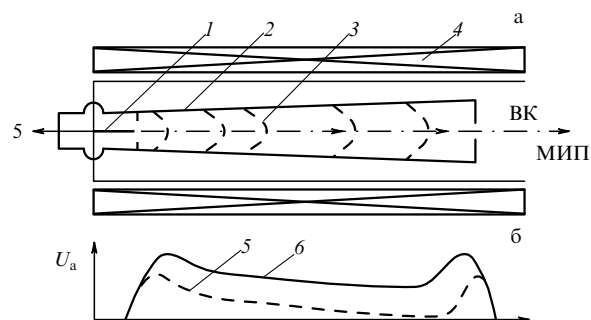


Рис. 5. Принципиальная схема ОТ, предназначенного для генерации МИП многозарядных ионов (а) и качественное распределение потенциала вдоль оси анода (б): 1 — катод, 2 — конический полый анод, 3 — осциллирующий электронный пучок, 4 — соленоид; кривые 5, 6 соответствуют раннему и более позднему моментам времени [37].

щийся в системе под давлением $\sim 10^{-6}$ торр. Приближенное соотношение, связывающее параметры анода, релятивистского электронного пучка (РЭП) и МИП в данной системе, имеет вид

$$\ln \frac{R_{A_2}}{R_{A_1}} \geq \frac{m_i l^2 c}{\tau_i^2 Z_i I_{\text{пр}} (1 - f_c)}, \quad (2)$$

где R_{A_2} , R_{A_1} — радиусы оснований анодного корпуса, l — его длина, $I_{\text{пр}}$ — предельный ток РЭП для анодной полости, f_c — средняя степень зарядовой нейтрализации. Расчеты показали, что в ОТ подобной конфигурации с рабочим газом неоном и параметрами $\varphi_A = 500$ кВ, $\tau_i = 10$ нс, $B = 2$ Тл, $R_{A_1} = 10$ мм, $\alpha = 1^\circ$ (угол при вершине анодного конуса), $r_K = 1$ мм (радиус катодного острья), $l = 100$ см происходит генерация многозарядной фракции ионов с $Z_i = 8$, $E_i = 4$ МэВ, $I_i = 10$ А в количестве $n_i = 7 \times 10^{13}$ частиц имп. $^{-1}$. КПД генерации многозарядной фракции в рассмотренной системе при условии 100%-ного вывода ионов из анода достигает 1 %.

До сих пор мы рассматривали работы по ускорению в ОС положительных ионов. В [38] описаны эксперименты, в которых изучалась генерация отрицательных ионов H^- . Данные исследования были связаны с работами [39, 40], где сообщалось о том, что в магнитно-изолированных диодах (МИД) при достаточно высоком содержании ионов H^- в катодной плазме ($n_{\text{H}^-}/n_e = 0,05 - 0,1$) можно получить пучки ионов H^- с $j_i \approx j_e^{\text{ЧЛ}}$ (десятки А см $^{-2}$). Эксперименты проводились в отражательном тетроде для оценки величины n_{H^-}/n_e . Источниками H^- и D^- служили установленные на катоде пластины (CH_2) и $(\text{CD}_2)_n$ толщиной 1–2 мм, с сеткой отверстий диаметром 1,6 мм. Для диагностики использовался режим двойного ускорения с перезарядкой ионов в аноде. Ионы H^- и D^- в результате взрывной эмиссии эмитировались с катода и ускорялись в А–К-зазоре. Затем перезаряжались в анодной лавсановой пленке толщиной 0,33–2,6 мкг см $^{-2}$, теряя при этом часть энергии. Ионный пучок вторично ускорялся в А–ВК-зазоре и выводился для регистрации. Для отсеки ионов, ускоряемых из анодной плазмы, использовался набор сеток, размещенных в А–ВК-зазоре, находящихся под потенциалом анода.

В данной системе, характеризуемой параметрами $\varphi_A = 500 - 700$ кВ, $\tau_i = 80$ нс, $B = 0,3$ Тл, были зарегистрированы пучки H^- с $j_{\text{H}^-} = 0,4$ А см $^{-2}$ ($j_e^{\text{ЧЛ}} = 10 - 25$ А см $^{-2}$), $n_{\text{H}^-} = 4 \times 10^{12}$ частиц имп. $^{-1}$, а также пучки D^- с $j_{\text{D}^-} = 4 \times 10^{-3}$ А см $^{-2}$, $n_{\text{D}^-} = 4,4 \times 10^{10}$ частиц \times имп. $^{-1}$. Оценочное содержание отрицательных ионов в прикатодной плазме оказалось очень низким (0,5–2 % для H^- и 4×10^{-2} % для D^-). Полученные результаты позволили сделать вывод о преимущественном происхождении H^- из адгезированных на поверхности катода паров масла и о слабой зависимости выхода H^- от самого материала катода. Значительное расхождение с результатами [39, 40] авторы объясняют различными условиями образования H^- в плазме, требующими дальнейшего изучения.

2.4. Применение ОС

В 70-е годы было предложено использовать МИП для создания поле-реверсивных протонных слоев и колец. Поле-реверсивные слои и кольца высокоэнергетических заряженных частиц обеспечивают идеальную конфигу-

рацию для удержания термоядерной плазмы. Первоначально, поскольку это давало возможность получать высокоточные РЭП, внимание было сфокусировано на формировании и изучении свойств поле-реверсивных электронных слоев [41, 42]. Однако экспериментально было выявлено, что синхротронное излучение быстрых электронов будет сильно ограничивать размер термоядерного реактора. Чтобы избежать радиационных потерь, было предложено заменить высокоэнергетичные электроны протонами с энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт. Как раз в это время Хэмфрис и др. [6] доложили о возможной генерации мультикилоамперных пучков протонов в ОС. В [43] Судан и Отт предложили устройство для ядерного синтеза, в котором интенсивное ионное кольцо испытывает магнитное сжатие с увеличением энергии до нескольких сотен мегаэлектронвольт.

Первые эксперименты по применению ОС в программе получения ионных колец были выполнены группой Капетанакоса [44, 45]. В системе на основе кольцевого ОТ был получен кольцевой ионный пучок с параметрами $I_p \geq 200$ кА, $E_p = 0,6 - 1,2$ МэВ, $j_p \geq 1$ кА см $^{-2}$, $\tau = 55$ нс, $\alpha \geq 4^\circ$. Вращение интенсивного кольцевого ионного пучка осуществлялось при его прохождении через магнитный касп.

В [46] была высказана идея об использовании МИП в качестве источника энергии для ядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы. В [47] для этих целей была разработана и рассчитана в одномерной геометрии схема сферического ОТ (рис. 6). В такой системе используется энергия ионного пучка, который вытягивается в сторону ВК и попадает на сферическую мишень, находящуюся в центральной части конструкции. Для данной системы на основе уравнений Пуассона получено выражение для плотности ионного тока, а также рассчитана временная зависимость потока энергии ионного пучка на поверхность мишени, необходимая для оптимального взрыва мишени. Расчеты проводились с учетом столкновений электронов с анодом.

В [48] исследована новая схема плазмозероизонного размыкателя (ПЭР) на основе плазмонаполненной ОС с использованием перехода между двумя режимами ОС. Суть работы такой схемы сводится к накоплению в сильноточном режиме плазмонаполненной ОС большого тока в цепи и его быстрому обрыву при переключении ОС в режим высокоимпедансного отражательного

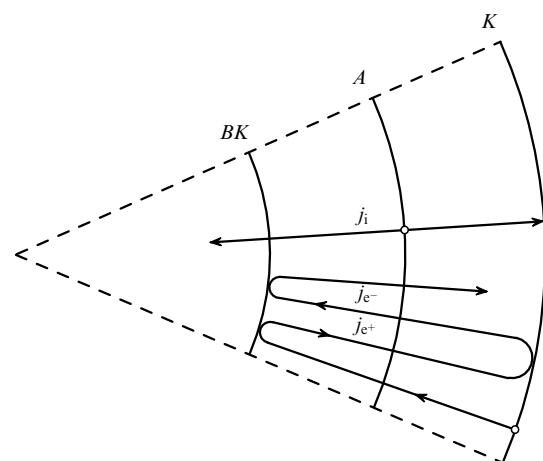


Рис. 6. Принципиальная схема сферического ОТ [47].

тетрода. Проведенные эксперименты показали перспективность применения ОС в режиме ПЭР на уровнях мощности 10 ГВт.

Поскольку данный раздел посвящен применениям ОС, следует отметить, что ОС успешно используются для генерации мощного СВЧ-излучения. СВЧ-излучение возникает в результате колебаний электронов в потенциальной яме между катодом и ВК, а также вследствие колебаний самого ВК. Уровень мощности СВЧ-излучения в генераторах типа ОТ достигает нескольких гигаватт [49–53].

В настоящее время исследования ОС для коллективного ускорения ионов практически прекратились. Возможно, это связано с тем, что осциллирующий ВК в среднем неподвижен, и поэтому даже при большом темпе ускорения общая длина участка ускорения невелика. Однако недавно появилась серия работ [54, 55], в которых исследовалось влияние некоторых технических проблем (газовыделение, угла вылета ионов, СВЧ-генерации) на коллективное ускорение.

3. Коллективное ускорение ионов сильноточным РЭП в нейтральном газе

Ускорение ионов при инжекции сильноточного РЭП в нейтральный газ впервые было обнаружено в 1968 г. Грейбиллом и Аглумом [56]. В экспериментах были зарегистрированы протоны с энергией $E_p \leq 5$ МэВ в количестве $n_p \approx 10^{13}$ частиц имп.⁻¹ при следующих параметрах электронного пучка: $E = 1,5$ МэВ, $I = 40$ кА, $\tau = 25$ нс. Давление газа составляло 0,15 торр.

Появилась возможность разработки нового метода ускорения ионов, альтернативного методу электронных колец [5]. Новое направление привлекло внимание многих исследователей и стало интенсивно развиваться. Всего за несколько лет было осуществлено большое количество экспериментальных работ, выполненных независимыми американскими лабораториями [57–63], немного позднее к этим исследованиям присоединились и российские ученые [64–66].

В отличие от многих методов, при разработке которых предварительно проводились тщательные теоретические исследования и только после этого следовало их практическое воплощение, данное направление началось с эксперимента, и уже потом на основе полученного экспериментального материала предлагались теоретические модели. Следует отметить, что ни одна из них не приобрела законченного вида. В связи с этим в разделе 3.1 изложим основные результаты экспериментальных работ, а затем в разделе 3.2 перейдем к рассмотрению механизмов, ответственных за ускорение ионов в газе, и сопоставим теоретические модели и расчеты с экспериментальными данными. В разделе 3.3 обсудим способы повышения энергии ионов путем увеличения времени синхронизации между ускоряющимися ионами и движущимся ВК.

3.1. Основные результаты экспериментальных работ

Для всех описываемых ниже работ характерна схема эксперимента, изображенная на рис. 7. Сильноточный РЭП инжектируется через тонкий анод холодноэмиссионного диода в дрейфовую камеру, которая обычно имеет вид полого цилиндра с проводящими стенками. Камера заполнена газом (смесью газов), находящимся

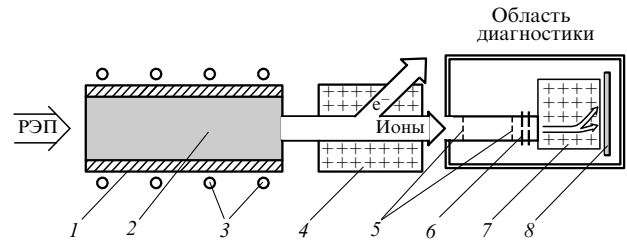


Рис. 7. Принципиальная схема экспериментов по ускорению ионов сильноточным РЭП в газе: 1 — камера дрейфа, 2 — газ, 3 — пояса Роговского; 4 — отклоняющий магнит, 5 — времяпролетный спектрометр, 6 — коллиматоры, 7 — анализирующий магнит, 8 — образец ядерной эмульсии.

при давлении 0,01–1 торр. В дрейфовой камере происходит ускорение ионов электронным пучком, после чего осуществляется пространственное разделение электронного и ионного потоков, и ионный пучок попадает в область диагностики.

Область диагностики представлена несколькими секциями: секция времяпролетной диагностики, секция магнитной спектрометрии и, наконец, образцы ядерных эмульсий. Данные средства диагностики в совокупности позволяют получить полную информацию об индивидуальной частице (ее сорте, заряде, энергии). Помимо основных средств диагностики применяют и другие методы детектирования. Максимальную энергию ионов определяют методом поглощающих фильтров. Для регистрации токов в системе используют пояса Роговского, цилиндры Фарадея, коллекторные пластины. Количество ускоренных частиц в отдельном импульсе обычно оценивается по уровню радиоактивности, наведенной ими в специальном образце. Для этой цели применяются пороговые ядерные реакции типа $A(X, n)B$, где A и B — начальное и конечное ядра, X — ускоренная частица, n — нейтроны, возникающие в результате реакции. Этот метод также позволяет контролировать энергию частиц, поскольку пороги ядерных реакций обычно хорошо известны.

Экспериментальные работы 70-х годов подробно рассмотрены в обзорах [67, 68], а результаты новых работ, как правило, повторяют полученный материал, поэтому ограничимся приведением основных данных работ [67, 68], сведенных в табл. 1.

Таблица 1. Результаты экспериментальных работ [67]

Ион	E_i , МэВ	Z_i	I_i , кА	τ_i , нс
H	5–7	1	200	3
D	4–7	1	100	4
He	8–9	2	20	15
N	17–24	4–6	15	15
Ar	8–14	6–12	1–2	20

Сформулируем главные результаты экспериментальных исследований в виде положений. Отметим, что не все перечисленные ниже явления присутствовали в каждой работе. Более того, некоторые результаты исследований несут взаимоисключающую информацию. Обычно это относится к ранним работам, когда накопленного экспериментального материала не хватало для правильной трактовки наблюдаемых явлений. Итак, основные положения:

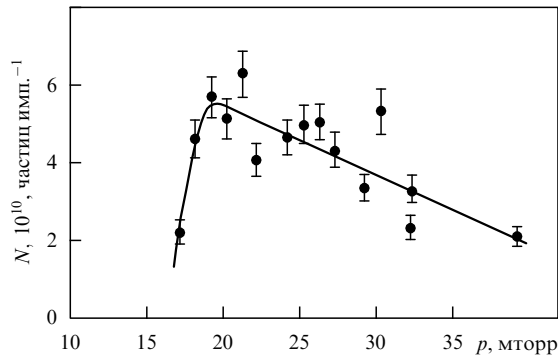


Рис. 8. Зависимость числа ускоренных ионов от давления азота в трубе дрейфа [65].

1. Ускорение ионов происходит только в том случае, когда ток электронного пучка I превышает предельное значение $I_{\text{пр}}$, соответствующее прохождению замагниченного в продольном направлении пучка радиусом a_0 через проводящую трубу радиусом R . Это явление присутствовало во всех работах. Предельный ток в них рассчитывался по формуле Богданкевич – Рухадзе [69]

$$I_{\text{пр}} = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(R/a_0)}. \quad (3)$$

2. Величина ускоряющих полей во всех экспериментальных работах составляет от одной десятой до нескольких мегавольт на сантиметр.

3. Ускоренные ионы наблюдаются в определенном диапазоне давлений $p = 0,01 - 1$ торр. Для каждого сорта газа существует оптимальное давление $p_{\text{опт}}$, при котором число ускоренных ионов максимально (рис. 8). При увеличении давления происходит рост энергии ускоренных ионов. Данный факт характерен для большинства экспериментов. Однако в ряде работ [58, 65] не обнаружена зависимость энергии некоторых сортов ионов от давления. Вероятно, это связано с узким диапазоном рассматриваемого давления в совокупности с недостаточной чувствительностью диагностической аппаратуры. Поскольку с увеличением давления число уско-

ренных частиц резко уменьшается, авторы могли просто не зафиксировать ускоренные ионы.

4. В зависимости от сорта газа, заполняющего дрейфовую камеру, можно ускорять не только легкие ионы водорода и дейтерия, но и более тяжелые ионы других элементов. В некоторых работах ускорялись ионы гелия, азота, углерода и др. [56, 58, 60, 65].

В одном и том же сгустке могут ускоряться одновременно различные сорта ионов (например, He^+ , He^{2+} , $\text{N}^{3+} - \text{N}^{6+}$ [58] или O^+ , O^{2+} , $\text{C}^+ - \text{C}^{3+}$ [61]). Энергия ускоренных ионов не зависит от массы и пропорциональна заряду ионов при одних и тех же экспериментальных условиях (табл. 2). Рекордное значение энергии ионов получено в [60] для N^{7+} и составляет 29 МэВ. В то же время интенсивность импульса ионов для тяжелых газов (гелий, азот и др.) значительно меньше, чем для водорода, что наглядно демонстрируют данные табл. 2.

5. В одном процессе можно наблюдать один или два импульса ускоренных ионов, причем энергия ионов в первом импульсе в несколько раз (до десяти) превышает энергию электронов пучка. Второй импульс обычно имеет меньшую амплитуду и следует за первым с некоторым временным интервалом. Двойные сгустки ионов наблюдались только в работах [60, 65].

6. Пучок ионов движется со скоростью, примерно равной скорости перемещения РЭП. В некоторых работах наблюдается отставание импульса ускоренных ионов от переднего фронта РЭП.

7. Длительность ионного импульса на порядок меньше длительности электронного импульса, причем с увеличением массы ионов она возрастает (см. табл. 2).

8. Область ускорения локализована вблизи анода и имеет размеры порядка диаметра камеры.

Первоначально, как отмечено в обзоре [67], было очень сложно оценить зависимость энергии ионов от параметров пучка или среды, поскольку все эксперименты проводились в различной геометрии и при разных значениях тока и энергии электронов.

Несколько позже была осознана необходимость в сопоставимых исследованиях для увеличения предсказуемости и улучшения результатов экспериментов. В середине 70-х годов появились экспериментальные

Таблица 2. Параметры ускоренного сгустка ионов при инъекции электронного пучка в различные газы

Энергия РЭП, МэВ	Ток РЭП, кА	Длительность импульса РЭП, нс	Газ	Давление, торр	Энергия ионов, МэВ нуклон ⁻¹	Число ионов, частиц имп. ⁻¹	Длительность импульса ионов, нс	Длина зоны ускорения, см	Ускоряющее поле, МВ см ⁻¹	Литература
1,5	40	50	H ₂	0,05–0,2	5,0	10 ¹³	3,0	30	0,2	[56]
1,0	160	80	D ₂	0,05–0,3	1,5–3	10 ¹²	—	10	0,2–0,3	[57]
			H ₂	0,2						
1,0	115	50	N ₂	0,01–0,065	12	(0,5–2) × 10 ¹²	5–10	10	1	[60]
			H ₂	0,15–0,65						
1,5–2,0	50–100	90	H ₂	0,2	1–5	10 ¹¹ –10 ¹²	—	6,0	1	[61]
			D ₂	0,2						
2	15	45	D ₂	0,05–0,6	1,5–2,5	—	—	25	0,1	[62]
			H ₂	0,02–0,3						
2,4–5,6	42–88	80	D ₂	0,02–0,3	5–10	4 × 10 ¹⁴	—	—	—	[63]
			H ₂	0,02–0,3						
0,65	20	50	H ₂	0,05–0,4	1–3	10 ¹²	5–10	30	0,1	[64]
			D ₂	0,05–0,3						
0,7–1,1	20–48	50	H ₂	0,02–0,3	2,5–3,5	(2–7) × 10 ¹⁰	10–35	30–60	0,1	[65]
			N ₂	0,02–0,04						
0,33	6–30	80	H ₂	0,01–0,3	0,2–0,5	(1–3) × 10 ¹⁰	—	—	—	[66]
1,3	50	50	H ₂	0,075–0,6	2–4,5	10 ¹³	20	15	0,1–0,3	[85]*

* Эксперименты [85] выполнены в присутствии внешнего магнитного поля с $B = 0,8$ кГс.

работы Быстрицкого и др. [65], а также Миллера и Строу [62], в которых изучалось влияние отношения тока электронного пучка к предельному току $I/I_{\text{пр}}$ на энергию ионов. Отношение $I/I_{\text{пр}}$ варьировалось путем изменения отношения радиуса камеры R к радиусу электронного пучка a_0 . Исследования показали, что с увеличением $I/I_{\text{пр}}$ энергия ускоренных ионов растет.

В более поздней работе [66] Быстрицкий и др. провели комплекс исследований, совместив эксперименты с расчетно-теоретической работой. В результате было установлено, что с увеличением $I/I_{\text{пр}}$ в случае сохранения прочих условий неизменными происходит также смещение оптимального давления газа и верхней границы давления в сторону больших значений. При этом область давлений, в которой ионы ускоряются, расширяется, причем для большей длительности РЭП преимущественно вверх.

Расчеты авторов показали, что простое выполнение условия $I \cong I_{\text{пр}}$ не является достаточным для процесса ускорения. Существует пороговое значение $(I/I_{\text{пр}})_{\text{пор}}$, при котором наблюдается начало ускорения ионов. С увеличением энергии электронов отношение $(I/I_{\text{пр}})_{\text{пор}}$ уменьшается, изменяясь в широком диапазоне. Были получены общие выражения для пороговых значений электронного тока в зависимости от полного набора характеристик РЭП, пространства дрейфа и газа. Здесь представлены частные выражения для некоторых практически важных случаев. Анализ данных выражений показал хорошее согласование с экспериментальными результатами по основной совокупности работ.

3.2. Теоретические модели и расчеты, их сопоставление с экспериментальными данными

Процесс распространения РЭП в газе представляется достаточно сложным. Его сопровождают такие явления, как ионизация первичными и вторичными электронами и ионами, рекомбинация, лавинные процессы и т.п. Пучок распространяется не только в продольном направлении, но и в поперечном (расширение за счет собственного пространственного заряда и сжатие под действием образующихся ионов). Многогранность наблюдаемых явлений затрудняет создание полной теоретической модели, которая бы описывала всю совокупность происходящих процессов. Как уже было отмечено, ни одна из моделей не приобрела законченного вида.

Было предложено много моделей. Если взять ранний этап развития данного направления, можно отметить модели Ростокера [70, 71] (одномерная модель бегущей потенциальной ямы), Истлунда и Уотчела [72] (ускорение ионов обращенным черенковским излучением), Патнема [73, 74] (ускорение ионов при пинчевании РЭП), Аглума и др. [75] (ускорение на фронте пробоя), Цытовича [76] (ускорение ионов в фокусирующей неустойчивости) и др. Из всех перечисленных особого внимания заслуживают модель Ростокера [70], отдающего предпочтение механизму ускорения ионов в результате продольной деформации пучка, и модель Патнема [74], который считал основной причиной ускорения ионов поперечную деформацию пучка.

Обсудим механизмы, задействованные в каждой модели, и сопоставим созданные концепции с экспериментальными результатами исследований в продольном магнитном поле.

Простая модель Ростокера, рассмотренная также Росинским и др. [77], в дальнейшем была дополнена и получила законченный вид лишь спустя несколько лет. Свой вклад в развитие данной модели внесли Александр и др. [78], которые учли влияние ускоренных ионов на динамику фронта пучка, а также Кучеров и Курилко [79], предпринявшие попытку перейти от одномерной модели к двумерной. Завершающий этап в развитии модели бегущей потенциальной ямы принадлежит Олсону, который вместе с Пауки провел двумерное численное моделирование процесса [80] и создал концепцию [81] ускорения ионов РЭП в газе. В настоящее время данную модель упоминают как модель Олсона, иногда добавляя имя Ростокера.

Суть модели заключается в следующем. Когда сильный РЭП с током I , превышающим $I_{\text{пр}}$, инжектируется в камеру, заполненную газом под определенным давлением, в камере вблизи анода формируется ВК, представляющий собой потенциальную яму глубиной $\sim 1-1,5E$ [68]. Известно, что ВК характеризуется большой плотностью и малой скоростью электронов. Эти условия способствуют интенсивной ионизации газа вблизи ВК. При этом ВК насыщается ионами газа, происходит его зарядовая нейтрализация, и он смещается вдоль камеры по направлению движения пролетных электронов. В новом положении также происходит ионизация газа и дальнейшее смещение ВК. Таким образом, создается направленное движение ВК, и возможен захват части ионов в режим ускорения. Энергия, приобретенная ионами, зависит от времени, в течение которого ионы движутся синхронно с потенциальной ямой. Добиться длительной синхронизации очень сложно, поэтому пока не удастся ускорять ионы до значительных энергий (сотен мегаэлектронвольт). В настоящее время предложено несколько способов повышения синхронизации, дальнейшее изучение которых, возможно, позволит получать ионы с указанной энергией. Описание этих способов приводится ниже.

Модель Патнема [74] связана с движением вдоль пучка локальной перетяжки. Ее образование объясняется следующим образом. Если допустить, что в некотором месте электронного пучка существует сгусток ионов, плотность которых значительно превышает плотность ионов в остальной части пучка, то должно выполняться условие перекомпенсации радиальных сил в пучке в месте расположения сгустка. Так называемая перетяжка (область сжатия электронного пучка) образуется непосредственно перед сгустком. В результате в данной области повышается плотность электронов, вследствие чего создается продольное электростатическое поле. При быстром сжатии пучка в результате изменения индуктивности возникает также продольное индукционное поле. Эти поля тормозят электроны, попадающие в область перетяжки, и ускоряют ионы, группируя их в продольном направлении. Перемещение ионного сгустка в свою очередь приводит к перемещению области сжатия; таким образом обеспечивается синхронизация между движением ионов и участвующими в процессе ускорения полями.

К существенным недостаткам данной модели можно отнести то, что она не учитывает реальных условий распространения электронного пучка в газе и динамики накопления ионов и, следовательно, носит качественный характер. Более совершенную модель на основе попереч-

ного механизма ускорения разработали в 1978 г. Гапанович и др. [82], которые учли перечисленные выше факторы.

Обе модели на основе продольного и поперечного механизмов ускорения, успешно объясняющие ряд явлений, в то же время противоречили некоторым экспериментальным данным. Это привело к появлению нового цикла исследований с продольным внешним магнитным полем, авторы которых стремились подтвердить или опровергнуть ту или иную теорию.

Первоначально считалось, что продольное магнитное поле должно подавить неадиабатическое сжатие пучка, однако не должно повлиять на движение фронта пучка. В первых экспериментах, проведенных Эккером и др. [60], получены результаты, свидетельствующие в пользу механизма поперечного ускорения. Было установлено, что большие внешние магнитные поля (3–10 кГс) полностью подавляют ускорение ионов. Средние поля (250–500 Гс) подавляли ускорение не во всех случаях: наблюдались протоны с той же энергией, что и без магнитного поля, но с меньшим на два-три порядка потоком. Поле в 100 Гс на процесс ускорения не влияло.

Олсон попытался опровергнуть выводы, сделанные по результатам проведенных экспериментов. На основе численных расчетов [80] он показал, что продольное магнитное поле также должно срывать ускорение ионов бегущей потенциальной ямой. Это утверждение он объяснил тем, что при наложении продольного магнитного поля всегда существуют пролетные электроны, которые ионизуют газ вдоль всей трубы дрейфа, тем самым очень быстро нейтрализуя ВК, что в свою очередь делает невозможным ускорение ионов.

Однако попытка согласовать теорию с экспериментальными данными работы [60] оказалась преждевременной, поскольку последующие исследования [83–85] привели к противоположным результатам. В [83] в присутствии продольного магнитного поля (7–15 кГс) электронным пучком ($E = 300$ кэВ, $I = 20$ кА, $\tau = 100$ нс) были ускорены ионы до $E_i = 1,8$ МэВ. В [84] зарегистрировано ускорение ионов в сильном однородном магнитном поле, достигавшем 8 кГс. При этом среднее число ионов в импульсе было на два порядка ниже, чем без магнитного поля. Возможно, что в [60] не сумели зарегистрировать ускоренные ионы по причине уменьшения потока. В [85] получили положительные результаты по ускорению ионов электронным пучком ($E = 1,3$ МэВ, $I = 50$ кА) в сильно неоднородном поле остроугольной геометрии. При этом на основе проведенных экспериментов был сделан вывод, что механизмом ускорения не может быть локализованный пинч.

Полученные результаты заставили пересмотреть поведение модели Олсона в присутствии продольного магнитного поля. Коломенский и Новицкий [86] провели численное моделирование процесса инжекции и распространения электронного пучка в газе при условии замagnetности пучка в продольном направлении. Они исследовали двумерную электростатическую модель, самосогласованную с движением ионов. Несомненным достоинством модели являлось рассмотрение дрейфовой камеры в виде цилиндра с проводящими стенками. Такой подход дает большее основание сравнивать результаты, полученные путем моделирования и экспериментов. Проведенные расчеты показали, что в трубе дрейфа

образуется движущаяся волна электрического поля с напряженностью, достаточной для ускорения ионов до энергии, значительно превышающей начальную энергию электронов пучка.

Таким образом, экспериментальные и теоретические работы с участием продольного внешнего магнитного поля подтверждают модель Олсона и ставят под сомнение механизм поперечного ускорения ионов.

Модели локализованного пинча противоречат и другие экспериментальные результаты. В частности, с помощью этого механизма трудно объяснить ускорение ионов пучком с характерным параметром $v/\gamma \ll 1$, поскольку данное условие противоречит неадиабатическому сжатию пучка.

В 70-е годы очевидное предпочтение отдавалось концепции механизма поперечного ускорения ионов [67, 68], несмотря на явное противоречие данной модели некоторым экспериментальным результатам. Вероятно, это связано с тем, что модель локализованного пинча, в отличие от модели бегущей потенциальной ямы, в то время была способна качественно объяснить такие экспериментальные факты, как ускорение двух и более ступок ионов, ускорение и формирование ступка позади фронта пучка, срыв процесса ускорения и др.

Теоретически эти явления на основе механизма бегущего ВК были обоснованы только в 1987 г. Ходатаевым и Шахановой [87]. Они рассмотрели процесс инжекции сильнооточного РЭП в газ с однородным распределением концентрации C_v на одномерной кинетической нестационарной модели. Авторы выделили три качественно разных режима работы системы, суть которых отражают картинки на рис. 9, полученные в результате численного моделирования методом макрочастиц.

При малых давлениях газа (рис. 9а) ВК образуется вблизи плоскости инжекции. Ионизованных частиц не хватает для его зарядовой нейтрализации, поэтому ВК остается на месте образования. Незначительная часть ионов ускоряется в области ВК и сбрасывается в пространство дрейфа. Максимальная энергия ускорения в этом режиме равна энергии инжекции электронного пучка E . Данный режим объясняет существование нижнего предела давления p_n . При $p < p_n$ ускорение ионов не наблюдается.

При увеличении давления газа темп ионизации и накопления ионов в области ВК становится достаточным для реализации режима бегущего ВК. Структура бегущего ВК образуется всякий раз, когда среда способна скомпенсировать объемный заряд пучка. Это подтверждают и другие работы по численному моделированию процесса инжекции РЭП в полностью ионизованную плазму [88], проводящую нерассеивающую среду [89], газ [90, 91].

При средних давлениях (рис. 9б) образуются две ускоряющиеся группы ионов, одна из которых опережает фронт пучка, другая же движется позади фронта пучка. Результаты расчета показали, что ионы первой группы приобретают энергию порядка $2m_i V_{ВК}^2$, где $V_{ВК}$ — скорость движения ВК, их доля составляет $(1 - m_i V_{ВК}^2/2E)$ от общего числа. Ионы второй группы ускоряются до энергий, меньших $m_i V_{ВК}^2/2$, их доля оценивается как $m_i V_{ВК}^2/2E$ от общего числа.

В большинстве экспериментов из-за того, что $m_i V_{ВК}^2/2E \rightarrow 1$, был зарегистрирован лишь один импульс ускоренных ионов, отстающий от переднего

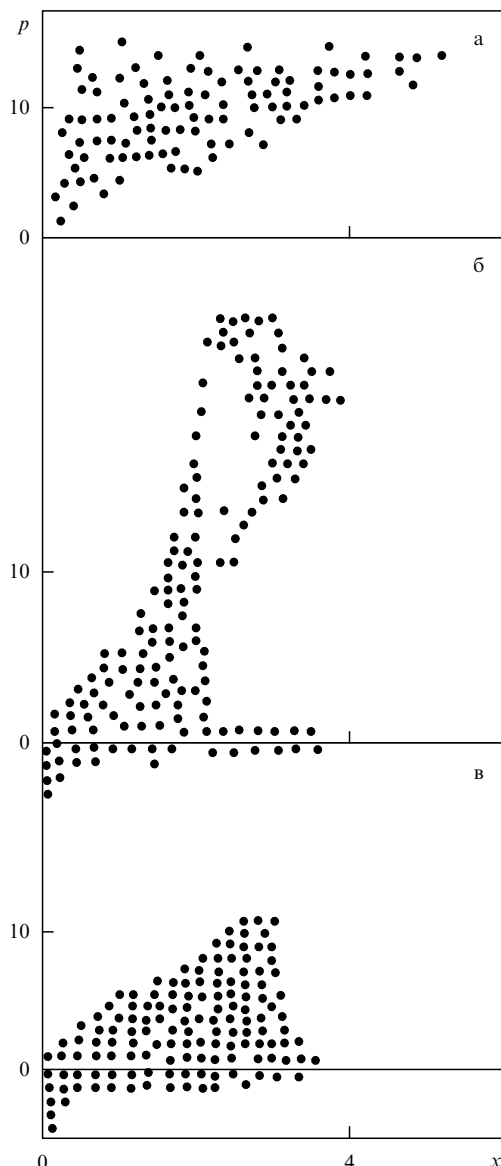


Рис. 9. Фазовый портрет ионов при различных концентрациях газа: (а) $C_v < 0,1$, (б) $0,1 < C_v < 1$, (в) $C_v > 1$ ($C_v = L/\lambda$, где λ — число ион-электронных пар ионизации на 1 см пути электрона с энергией 1 МэВ, L — единица пространственного масштаба) [87].

фронта ВК. Экспериментальное обнаружение в одном процессе двух сгустков ускоренных ионов [58, 65] объясняется тем, что количество ионов в первом сгустке оказалось достаточным для регистрации. Данная модель хорошо объясняет появление сгустков ионов по отношению к фронту ВК, а также величину интенсивности ионных импульсов.

При высоких давлениях газа (рис. 9в) скорость бегущего ВК становится слишком большой. В итоге импульс, приобретенный ионами в его поле, оказывается незначительным. Данный режим объясняет существование верхнего предела давления p_v , выше которого ускорение ионов также не наблюдается.

Рассмотренная модель, успешно объясняя основную совокупность экспериментальных результатов, позволяет утверждать, что основную роль в процессе ускорения ионов сильноточным РЭП в газе играет механизм продольной деформации пучка. Возможно, для некото-

рых частных случаев будет необходимо учитывать и поперечный механизм ускорения.

3.3. Способы синхронизации движения фронта ВК и ускоряемых ионов

Ионы, вовлеченные в процесс ускорения перемещающимся ВК, первоначально движутся вместе с потенциальной ямой, скорость которой обозначим $V_{ВК}$. Постепенно ионы набирают скорости, превышающие $V_{ВК}$, и вылетают через переднюю стенку потенциальной ямы. На этом процесс ускорения заканчивается, и дальше ионы просто дрейфуют вдоль камеры.

Синхронизация между движением ВК и ионов в неуправляемых процессах существует незначительное время, поэтому в экспериментах длина, на которой происходит ускорение, не превышает диаметра камеры. Этот фактор ограничивает энергию ускоренных ионов несколькими десятками мегаэлектронвольт. Увеличивая время синхронизации, можно добиться ускорения ионов до сотен мегаэлектронвольт и даже до 1 ГэВ.

Скоростью движения ВК можно управлять. Добиться этого возможно несколькими способами. Один из них основан на изменении концентрации газа вдоль пути прохождения пучка. В 1974 г. эта зависимость была экспериментально подтверждена в работе Ткача и др. [92] по регулированию скорости движения фронта ионизации путем создания градиента давления вдоль оси камеры. Эксперименты проводились с РЭП ($E = 0,8$ МэВ, $I = 25$ кА), который инжектировался в различные газы (водород, гелий, неон, аргон, воздух). Измерения показали, что при изменении давления в камере от 0,2 торр в ее начале до 1–2 торр в конце скорость фронта ионизации увеличивается в 1,4–1,6 раз в зависимости от сорта газа.

А в 1987 г. в работе Ходатаева и Шахановой [87] с помощью одномерной кинетической стационарной модели была теоретически получена кривая зависимости скорости перемещения фронта потенциальной ямы от концентрации газа (рис. 10), которая качественно совпадала с результатами эксперимента.

Экспериментальные исследования влияния концентрации газа на ускорение ионов были проведены в 1975 г. Коломенским и др. [67]. Для этих целей была разрабо-

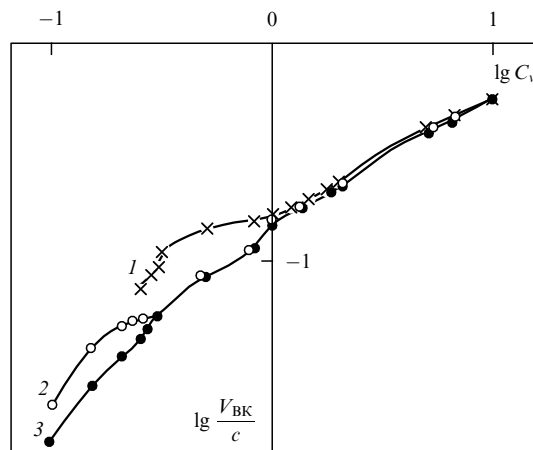


Рис. 10. Зависимость относительной скорости фронта ВК $V_{ВК}/c$, где c — скорость света, от концентрации газа: 1 — $M = 10^2$, 2 — $M = 10^3$, 3 — $M = 10^6$ (M — приведенная масса иона) [87].

тана и изготовлена двухсекционная дрейфовая камера, в отдельных секциях которой можно иметь разное давление, а также разные газы. В экспериментах наблюдалось увеличение максимальной энергии ионов, но не такое значительное, как предполагалось. Вероятно, это связано с трудностями подбора оптимальных параметров системы (длины секций, давления газа), необходимых для длительной синхронизации.

При подборе пространственного профиля концентрации газа следует учитывать, что с ее ростом наступает насыщение скорости перемещения ВК [93]. Практическая реализация данного способа существенно затруднена, поскольку достаточно сложно задать необходимое пространственное распределение концентрации внутри трубы дрейфа.

Более простой способ управления скоростью фронта бегущего ВК реализуется с помощью внешнего ионизатора. В [94] в качестве ионизатора предложено использовать лазерный луч, программное перемещение которого должно задавать график движения фронта ионизации, что возможно в условиях, когда электроны пучка и захваченные ускоряющим полем ионы практически не вызывают ионизацию рабочего газа. Таким образом предполагается ускорять ионы до релятивистских значений энергии.

При выборе скорости движения фронта ионизации необходимо учитывать, что при приближении скорости к релятивистской РЭП может не успевать выстраивать структуру летящего ВК. В этом случае ионизационный фронт обгонит фронт ВК и дальнейшее ускорение ионов прекратится. Проблемой определения предельной скорости ионизационного фронта занимались Ходатаев и др. [93]. В соответствии с их расчетами скорость фронта ВК при оптимальной проводимости возрастает с уменьшением тока и достигает $\sim 0,5$ при $I = I_{пр}$. Таким образом, ВК, образованный пучком с запредельным током, не может перемещаться с релятивистской скоростью. Дан-

ные результаты совпадают с качественными оценками, сделанными в работе [76], и являются важными при выборе условий эксперимента.

Эксперименты, демонстрирующие возможность управления коллективным ускорением ионов с помощью внешнего ионизатора, были проведены Олсоном и др. [95] в 1985 г. Электронный пучок ($E = 1$ МэВ, $I = 30$ кА, $\tau = 40$ нс, $a_0 = 1$ см) инжектировался в металлическую дрейфовую трубку длиной 30 см с внутренним радиусом 1,1 см, заполненную газом умеренного давления. При этом давление газа выбиралось как можно ниже, чтобы значительно сократить ионизационные процессы, вызываемые пучком. После образования ВК в камеру через специальное прозрачное окно пропускаться лазерный луч, мощность которого выбиралась такой, чтобы создать плазму с плотностью ионов, достаточной для нейтрализации ВК. Время нейтрализации очередного стационарного состояния ВК варьировалось путем изменения интенсивности лазерного пучка, что давало возможность увеличивать скорость движения потенциальной ямы.

Эксперименты показали, что в системе с внешним ионизатором ионы могут захватываться и ускоряться ВК в режиме запрограммированной фазовой скорости. При этом ускоряющие поля на длине 30 см достигали значения $0,33$ МВ см $^{-1}$.

Результаты, полученные для ионов H^+ , D^+ и He^{2+} , приведены на рис. 11 в сравнении со значениями, полученными в системе без внешнего ионизатора (ВИ) при прочих равных условиях. Для ускорения ионов H^+ , D^+ и He^{2+} выбирались соответственно рабочие газы Cs (0,05 торр) и H_2 (0,05 торр), Cs (0,05 торр) и D_2 (0,05 торр), Cs (0,05 торр) и He (0,05 торр) в экспериментах с ВИ и H_2 (0,1 торр), D_2 (0,1 торр), He (0,1 торр) в экспериментах без ВИ.

Преимущество использования ВИ для значительного увеличения энергии ионов очевидно. Энергия ускоренных

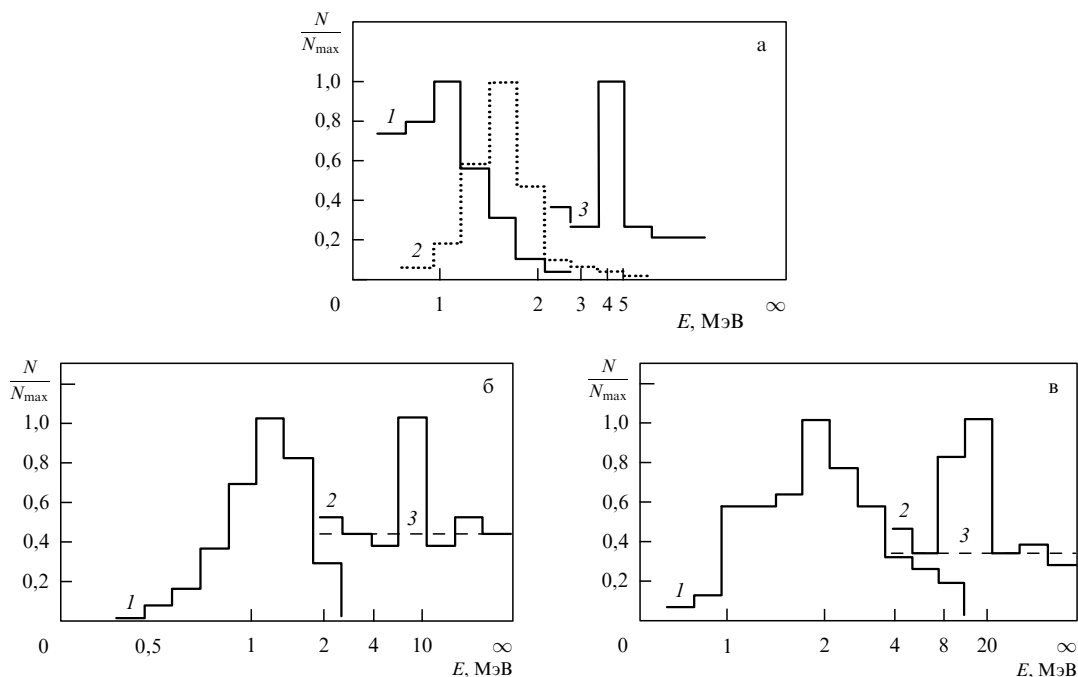


Рис. 11. Распределение ускоренных ионов по энергии [85] для H^+ (а), для D^+ (б) и для He^{2+} (в): 1 — натуральный процесс без ВИ; 2, 3 — процесс с ВИ, длина трубы дрейфа равнялась 10 и 30 см соответственно.

ионов в экспериментах с лазерным ионизатором в 5–10 раз превышает энергию, получаемую обычным путем. При этом запас ускорения велик ($\beta = 0,1$), поскольку авторы не преследовали цель достичь максимального ускорения ионов, а лишь продемонстрировали перспективность такого способа ускорения, рассмотрев только его начальный этап.

4. Коллективное ускорение ионов в диоде Люса с изолированным анодом

4.1. Основные результаты экспериментальных работ, концепции механизма ускорения

В 1973 г. была предложена еще одна схема коллективного полевого ускорения положительных ионов [96]. Ее разработка проводилась в Lawrence Livermore Laboratory Люсом и его сотрудниками. Реализованные к тому времени системы по коллективному полювому ускорению ионов подразделялись на три основные категории: вакуумные диоды [97], плазменные диоды [98, 99] и дрейфовые камеры, заполненные нейтральным газом умеренного давления [56]. Новое устройство, сочетающее диодный промежуток и область дрейфа, нельзя было отнести ни к одной из существующих категорий и поэтому было описано Люсом как импульсный ускоритель, работающий в вакууме. Позже подобное устройство стали называть диодом Люса.

В диоде Люса (рис. 12) собственно диодная область представлена катодом, который обычно имеет форму стержня с заостренным концом, и составным анодом, имеющим в центре аксиально-симметричное отверстие. Острие катода может быть выполнено из графита, кварца, меди, вольфрама, алюминия и других материалов. Экспериментально установлено, что предпочтительнее других графитовый катод, поскольку он производит более коллимированный электронный пучок, тем самым уменьшая радиальный угол разброса ускоряемых электронов и ионов. Поэтому значительная часть экспериментов проводилась с использованием именно графитового катода [96, 100–104]. Анод — основной поставщик ионов имеет в центральной части диэлектрическую вставку, выполненную из материалов, в состав которых входит ускоряемый сорт ионов (натуральный полиэтилен CH_2 , дейтериевый полиэтилен CD_2 ,

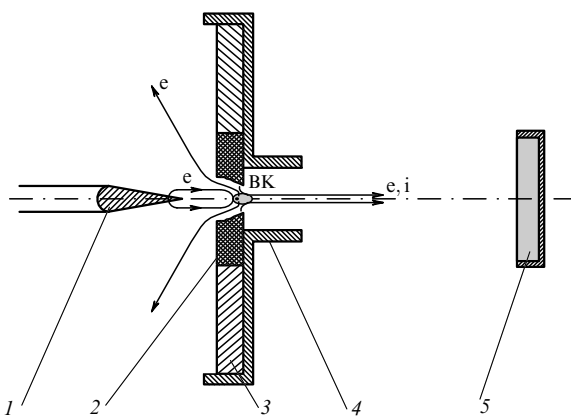


Рис. 12. Схема диода Люса для коллективного ускорения ионов: 1 — катод, 2 — плазмообразующий диэлектрик (поставщик ионов), 3 — анод, 4 — труба дрейфа, 5 — приемник ускоренных пучков.

капролон и др.). Анод помещается в металлическую заземленную конструкцию, выполненную из латуни [96], меди [100] или других материалов, через которую осуществляется отвод обратного тока. В модифицированных диодах Люса также успешно используются плазменные аноды (ПА) [103, 104] и аноды, дополненные небольшой диэлектрической трубкой [102, 105].

Область дрейфа располагается непосредственно за диодной областью и представляет собой цилиндрическую вакуумированную камеру длиной около метра. Ускорение ионов происходит преимущественно в области дрейфа, в конце которой установлена мишень для регистрации электронно-ионного пучка. Диагностический комплекс включает в себя примерно тот же набор средств, которые были описаны в разделе 3.

Сравнивая результаты экспериментов по всему спектру ускорительных схем, следует отметить диоды Люса как наиболее предпочтительные. Именно в вакуумных дрейфовых камерах с диэлектрическим анодом были достигнуты максимальные значения как количества ускоряемых ионов, так и их энергии.

В [96] сообщается о результатах работы Люса и его сотрудников на ускорителе FX-75. Ими были получены ионы водорода и дейтерия с энергией 15 МэВ в количестве 10^{14} частиц имп.⁻¹ при следующих параметрах электронного пучка: $E = 4$ МэВ, $I = 30$ кА, $\tau = 30$ нс, $v/\gamma = 0,3$ — параметр Будкера. Максимальная зарегистрированная энергия составила 45 МэВ для протонов и 135 МэВ для ионов фтора. В [106] опубликованы данные о регистрации протонов с энергией до 16 МэВ ($U_0 = 1,5$ МВ) и токовых режимах $I_i \geq 200$ А. В [107] при ускорении РЭП ($E = 1,5$ МэВ, $I = 30$ кА, $\tau = 30$ нс) более тяжелых ионов (N, Ne, Ar, Kr) были получены ионы с энергией $\sim 4,7$ МэВ нуклон⁻¹. Общая энергия таких ионов, например для Kr, составила 390 МэВ. В [108] отмечено ускорение ионов ксенона до 900 МэВ.

В большинстве работ процессы, происходящие в диодах Люса, описываются следующим образом. Вначале несжатый электронный пучок вызывает лавинный пробой анодного материала со стороны диода. В результате образуется плотная анодная плазма с плотностью $\sim 10^{18}$ ион см⁻³. Анодная плазма приводит к уменьшению электронного пространственного заряда и пинчеванию электронного пучка по направлению к осевому анодному отверстию. Во время этого процесса возникает обратный ток, который движется радиально, пока не достигает анодного заземлителя. Часть ионов ускоряется вместе с радиальным обратным током. Однако из-за большой ширины энергетического разброса данные ионы не имеют практического значения. Другая часть ионов движется в сторону образованного в области анода ВК. Плотность ионного тока такой эмиссии

$$n_i \approx \frac{\varepsilon_0 j_e}{e j_c} \frac{U_{ВК}}{d^2} (1 + \alpha)^{1/2}, \quad (4)$$

где j_e/j_c — отношение плотности тока на аноде к нерелятивистской плотности тока, $U_{ВК}$ — потенциал виртуального катода, d — расстояние между положением ВК и анодной плазмы, $\alpha = eU_0/2mc^2$, U_0 — анодное напряжение. Для типичных экспериментальных параметров $U_0 = 3$ МВ, $j_e/j_c = 1,4$, $U_{ВК} = 6$ МВ, $d = 6$ см получается $n_i \approx 10^{13}$ ион см⁻³. Двигаясь по направлению к ВК, ионы частично нейтрализуют пространственный

заряд, позволяя фронту пучка перемещаться в сторону области дрейфа от анода. Таким образом возникает движение ВК на фронте нейтрализованного пучка, которое вовлекает ионы в процесс ускорения.

Подобная гипотеза механизма ускорения ионов в диодах Люса была предложена и экспериментально проверена Адамским и др. в 1977 г. Значительно позже, в 1989 г., появились первые теоретические исследования процесса ускорения ионов в потоке электронов с ВК в отсутствие нейтрального газа. Долгополов и др. [109] изучали ускорение ионного сгустка потоком электронов с ВК в одномерном приближении, когда сгусток ионов моделировался заряженной плоскостью. Следует отметить, что модель заряженной плоскости больше подходит для описания ускорения одной большой заряженной частицы, а не сгустка ионов, где на каждый ион действуют поля не только электронов и электродов, но и ионов. Однако было установлено, что даже в такой грубой, но самосогласованной модели ионного сгустка в потоке электронов эволюция потенциала ВК, вызванная появлением и движением сгустка в области дрейфа, может приводить к эффективному ускорению ионов.

В [109] проведено качественное сравнение данных, полученных на основе моделирования, и экспериментальных результатов работы [110], выполненной Степаненко и др. в ХФТИ. Эксперименты осуществлялись при следующих параметрах РЭП: $E = 1$ МэВ, $I = 10$ кА. В ходе исследования был получен пучок ионов углерода с энергией 20–40 МэВ ($1,5 - 3$ МэВ нуклон⁻¹) и током 10–20 А. Сравнение показало хорошее согласование основных экспериментальных и теоретических данных. Отмечается сопоставимость предсказанных на основе модели и экспериментально наблюдаемых значений энергии ускоренных ионов.

В [111] Долгополов и др. теоретически исследовали ускорение ионов потенциалом ВК уже с самосогласованным учетом воздействия полей, индуцируемых ионами. В основу анализа было положено численное решение системы уравнений Власова – Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = -ZQ \int_{-\infty}^{\infty} d\eta f + Q \begin{cases} \frac{2-j(\tau)}{(1+\varphi)^{1/2}} & \text{для } 0 < \xi < \xi_m, \\ \frac{j(\tau)}{(1+\varphi)^{1/2}} & \text{для } \xi_m < \xi < 1, \end{cases} \quad (5)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \eta \frac{\partial f}{\partial \xi} - \frac{Z}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \frac{\partial f}{\partial \eta} = 0, \quad (6)$$

где φ — потенциал, f — функция распределения ионов, j — плотность потока электронов, ξ , η , τ — нормированные координата, скорость и время, ξ_m — координата положения ВК, Q — параметр, пропорциональный невозмущенной плотности электронов. Аналитическое решение системы уравнений (5) и (6) имеет вид

$$\varphi(\xi, \tau) = \begin{cases} -1 + \left(\frac{3}{4}\right)^{4/3} [Q(2-j(\tau))]^{2/3} [\xi_m(\tau) - \xi]^{4/3} & \text{для } \xi < \xi_m, \\ -1 + \left(\frac{3}{4}\right)^{4/3} [Qj(\tau)]^{2/3} [\xi - \xi_m(\tau)]^{4/3} & \text{для } \xi > \xi_m. \end{cases} \quad (7)$$

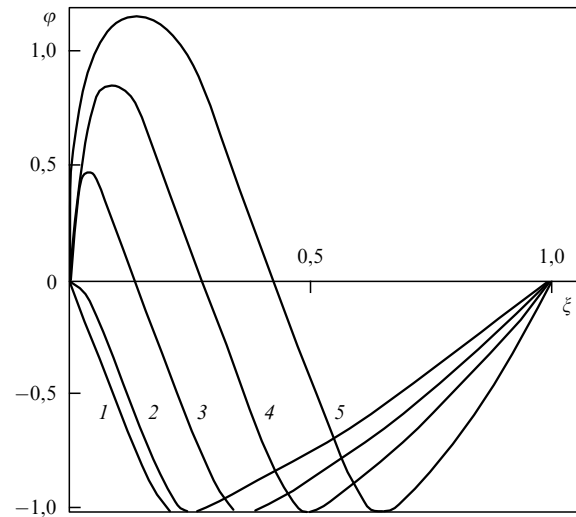


Рис. 13. Зависимость потенциала от координаты в различные моменты времени τ [111] ($\tau = tV_0/L$, где V_0 — скорость электрона в плоскости инжекции): 1 — $\tau = 0$, 2 — $\tau = 0,049$, 3 — $\tau = 0,098$, 4 — $\tau = 0,147$, 5 — $\tau = 0,195$.

Результаты численного анализа решения (7) показали, что появление ионов в области дрейфа может привести к ускоренному движению ВК без существенного уменьшения крутизны потенциала (рис. 13). Это, в свою очередь, способствует увеличению примерно на порядок энергии ионов по сравнению с энергией электронов. Наибольший прирост энергии наблюдается у ионов, расположенных ближе к дну потенциальной ямы, при этом их количество уменьшается.

Адлер и др. [112], экспериментально изучая ускорение ионов в диодах Люса, первоначально тоже пришли к выводу, что вероятнее всего ионы ускоряются в результате перемещения потенциальной ямы на фронте нейтрализованного пучка. В ходе исследований они категорически опровергли предположение об ускорении ионов в глубокой стационарной потенциальной яме, поскольку ими были получены протоны с энергией, в 10 раз превышающей энергию инжекции электронов. При этом измеренная эффективная глубина потенциальной ямы на фронте пучка оказалась меньше ускоряющего электроны диодного напряжения. Обнаружение в одном ионном импульсе протонов и дейтронов с энергией, превышающей энергию протонов, также послужило аргументом в пользу механизма ускорения на фронте пучка. В экспериментах использовался электронный пучок с типичными параметрами $E = 0,4 - 1,1$ МэВ, $I = 15 - 50$ кА.

В более поздней работе [113], проведя детальные исследования распространения электронного и ионного пучков, а также ионного энергетического спектра, Адлер и др. пришли к выводу, что в качестве механизма не может выступать ускорение ионов фронтом пучка. Основой для пересмотра взглядов послужило изучение ионного энергетического спектра и временной эволюции ускоренного пучка. В экспериментах использовался электронный пучок ($E = 500 - 700$ кэВ, $I = 65$ кА, $\tau = 100$ нс), который инжектировался через суженное к концу отверстие в полиэтиленовой анодной вставке. Толщина анодной вставки была порядка 1,2 см, минимальный диаметр отверстия составлял 1,2 см. Катод,

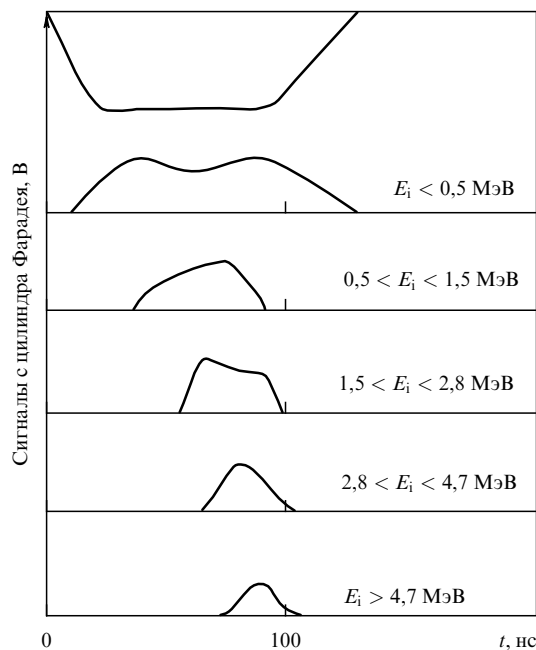


Рис. 14. Временная эволюция энергетического спектра протонов в конце ускоряющей области [113].

выполненный из алюминия, имел острие конической формы, минимальный диаметр которого составлял $\sim 0,2$ см. Большая часть экспериментальных наблюдений проводилась в дрейфовой трубе диаметром 7,3 см, имеющей длину от 60 до 150 см.

Данные временного анализа по ускоренным ионам были получены с помощью цилиндра Фарадея со стекловой медной фольгой, расположенного на расстоянии 1 м от анода. В этих экспериментах электроны отклонялись магнитным полем таким образом, что протоны, тормозясь в определенной фольге, определяли импульс тока из этой фольги. Записанные сигналы давали относительное временное разрешение распределения ионной энергии. На рисунке 14 показана временная эволюция энергетического спектра протонов в конце дрейфовой трубы длиной 1 м. Из рисунка хорошо видно, что ширина ионных импульсов уменьшается с увеличением энергии протонов и, кроме того, самые высокоэнергетичные протоны ($E_i > 4,7$ МэВ) появляются в конце диодного импульса. Авторы отметили невозможность объяснения этих двух совместных явлений на основе модели ускорения ионов фронтом пучка, поэтому данная модель была ими отклонена.

В поисках альтернативной модели ускорения ионов в диодах Люса Адлер и др. предложили волновой механизм ускорения. Рассмотрев различные волновые механизмы взаимодействия, которые могут приводить к ускорению ионов, авторы пришли к выводу, что, вероятно, это электрон-ионная двухпучковая неустойчивость. Отмечено, что условия, подходящие для развития этой неустойчивости, хорошо развиты в импульсе. Впервые моделирование подобного процесса было выполнено Годфреем и Тодом [114] в 1975 г. для пучка с низким отношением v/γ . Согласно результатам моделирования пик ионной энергии примерно в 3 раза превышает энергию электронов пучка. Линейная стадия неустойчивости для пучка в трубе при условии, что радиус пучка много меньше радиуса трубы, анализировалась

Дэвидсоном [115]. Сравнение оцененных по формулам из [115] и полученных экспериментально в [116] параметров волны показало небольшое количественное расхождение в значениях сравниваемых величин, что позволило авторам утвердиться в своем выборе.

Следует отметить, что эксперименты [113] были выполнены на пучке, характеризуемом существенно большей длительностью фронта тока ($\tau = 100$ нс), чем во многих других работах ($\tau = 30-40$ нс), а также в несколько измененной геометрии. Возможно, эти факторы повлияли на результаты экспериментов, в которых доминирующее влияние оказывает волновой механизм ускорения.

Для повышения эффективности ускорения ионов в диоде Люса в [100, 101, 116] экспериментально изучалось влияние параметров ускоряющей системы и электронного пучка на выходные параметры ионного импульса.

В [100] исследовалось влияние дополнительных "плавающих" электродов, вводимых в область за анодом, на эффективность ускорения. Результаты имели скорее качественный, чем количественный характер. Было замечено, что ввод двух дополнительных электродов приводит к заметному возрастанию энергии ионов (от 4–6 МэВ до 8–16 МэВ).

В [116] изучалось влияние отношения инжектируемого тока к предельному $I/I_{пр}$ на ионное ускорение в дрейфовой трубе. Величина предельного тока варьировалась путем изменения радиуса дрейфовой трубы. Результаты экспериментов показали, что ионное ускорение в дрейфовой трубе происходит, только когда $I/I_{пр} > 1$, причем эффективность ускорения с ростом отношения $I/I_{пр}$ повышается. На ускорителе FX-25 ($E = 2,2$ МэВ, $I = 23$ кА, $\tau = 40$ нс) были зарегистрированы ионы с максимальной энергией 5,5–6,1 МэВ при $I/I_{пр} = 1,6$. Небольшая ионная активность наблюдалась и при $I/I_{пр} < 1$ на расстоянии в несколько миллиметров от анода, что говорит о некотором начальном ускорении ионов, происходящем в А–К-зазоре или внутри отверстия. Ускорение в А–К-промежутке было обнаружено сначала в [117].

В [101] Быстрицкий и др. исследовали влияние параметров токового импульса, а именно длительности фронта и наличия предимпульса, на эффективность ускорения. Эксперименты проводились на ускорителе "Тонус" ($E \approx 1$ МэВ, $\tau = 50$ нс, $v/\gamma = 0,8$). Результаты исследований показали, что улучшение вакуума, подавление зарядного предимпульса и переход к электронным пучкам со значительно меньшей длительностью фронта существенно увеличивают энергию ускоряемых ионов. В экспериментах с капролоновой вставкой, которая позволяла подавлять предимпульс и укорачивать фронт тока, максимальная энергия протонов составила $E_p = 5$ МэВ, а общий выход $n_p = 10^{13} \pm 3 \times 10^{12}$ частиц \times имп.⁻¹. При работе без капролоновой вставки ионы ускорялись до энергий $1,9 \leq E_p \leq 2,7$ МэВ в количестве $n_p = 10^{14} \pm 3 \times 10^{13}$ частиц имп.⁻¹.

Ток ускоряемых ионных пучков существенным образом зависит от плотности плазмы, формирующейся при инжекции электронного пучка или создаваемой предварительно (в некоторых модификациях диода Люса). В частности, плазму можно получить с помощью мощного лазера, воздействующего на анод со стороны ВК. В качестве источника плазмы можно успешно использовать и плазменный анод (ПА) [103, 104].

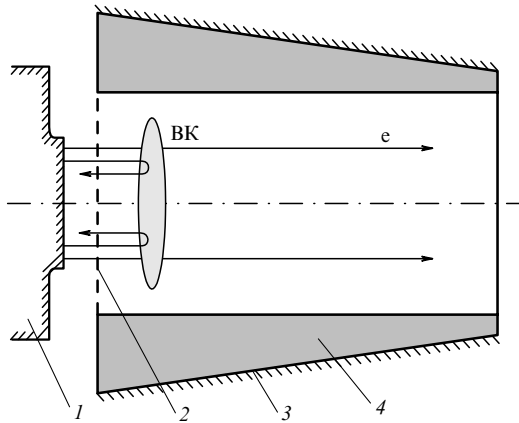


Рис. 15. Схема коллективного ускорителя ионов в профилированном диэлектрическом канале [118]: 1 — катод, 2 — анодная сетка, 3 — труба дрейфа, 4 — профилированный диэлектрический канал.

Обратим внимание на то, что проблема длительного синхронного движения ВК и ускоренных ионов здесь так же важна, как и при ускорении ионов в газе. Она может быть решена, если, например, использовать неоднородные по длине диэлектрические каналы (рис. 15) [118]. Экспериментально подобная схема была опробована в [119], где показано, что количество ускоренных ионов в случае конического диэлектрического элемента существенно больше, чем в случае цилиндрического. В связи с этой идеей в [120] была рассмотрена задача о формировании ВК в диэлектрическом канале и показано, что с ростом диэлектрической проницаемости ϵ время формирования ВК увеличивается.

4.2. Модификации диода Люса

К модифицированным диодам Люса можно отнести ускоритель электронов "Ковчег" с ПА [103, 104], разработанный и реализованный сотрудниками РФЯЦ-ВНИИЭФ. Для создания ПА были выбраны коаксиальные плазменные инжекторы, снабженные необходимыми насадками для получения плоской геометрии плазмы в анодной области. В качестве рабочего плазмообразующего газа применялись азот, криптон и ксенон. Максимальная плотность плазмы в приосевой области была $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В экспериментах использовался катод в виде графитовых щеток в круге диаметром 40 мм, выступающих над металлическим диском диаметром 50 мм на 20–50 мм, или графитовый планарный катод диаметром 160 мм. Величина диодного зазора составляла 20–80 мм. Электронный пучок ($E = 200 \text{ кэВ}$, $I = 30 \text{ кА}$) инжектировался в дрейфовую камеру диаметром $\sim 35 \text{ см}$, длиной 1 м.

В экспериментах был измерен выходной ток, значение которого более чем на порядок превышало значение предельного вакуумного тока. Это можно объяснить частичной нейтрализацией объемного заряда электронов пролетного тока ионами плазмы, захваченными и ускоренными в виртуальном диоде ПА–ВК. При этом был зарегистрирован разностный сигнал электронного и ионного токов. В данной работе параметры ионного пучка экспериментально не изучались, однако было выполнено компьютерное моделирование процесса ускорения ионов в конфигурации с параметрами, приближенными к реальным условиям эксперимента.

Для моделирования использовался пакет прикладных программ на основе 2,5-мерного PIC-кода "Карат", созданный Таракановым и описанный в [121]. Согласно расчетам возможно ускорение килоамперных пучков тяжелых ионов до энергии $\sim 5 \text{ МэВ нуклон}^{-1}$. Анализ фазовых портретов коллектива частиц позволил определить закон движения ВК как целого, а также закон движения фронта ускоряемого ионного пучка. Было обнаружено, что оба движения происходят приблизительно равномерно, но фронт ионного пучка несколько обгоняет ВК. Сходный результат получен в [88] на одномерной численной модели инжекции электронов со сверхпредельным током в газ умеренной плотности. Анализ эволюции пространственного распределения ионов показал хорошую фокусировку захваченного ионного пучка, на чем было заострено внимание в [96, 101].

Виркатор с плазменным анодом теоретически исследовался также в [122] (в основном для целей СВЧ-генерации), где установлено, что с ростом плотности ионов увеличиваются модуляция РЭП и частота СВЧ-излучения. Модуляция РЭП может оказаться полезной также и для коллективного ускорения [123].

В [102] представлена другая модификация диода Люса, в которой в качестве ионного источника используется диэлектрическая трубка, пристыкованная к аноду со стороны дрейфовой трубы. В такой геометрии при инжекции электронного пучка ($E = 200 \text{ кэВ}$, $I = 6 \text{ кА}$) в вакуум энергия ускоренных ионов составила $\sim 1 \text{ МэВ}$ для протонов, $\sim 15 \text{ МэВ}$ для ионов углерода, $\sim 21 \text{ МэВ}$ для ионов кислорода. Эксперименты проводились с графитовым планарным катодом диаметром 5 см и анодом в виде медной сетки с прозрачностью 60%. Величина А–К-зазора составляла 8 мм. Электронный пучок инжектировался через диэлектрическую трубку диаметром 5 см в дрейфовую трубу диаметром $\sim 15 \text{ см}$ и длиной около 1 м. Авторы отмечают сильную зависимость тока от длины диэлектрической трубы. Наиболее хорошие результаты были получены, когда длина диэлектрической трубки равнялась ширине потенциальной ямы ВК. При более коротких длинах наблюдалось быстрое уменьшение распространяющегося тока, что связано с низким уровнем нейтрализации пучка.

Коллективное ускорение ионов с ВК в системах с генерацией ионов на аноде (обычные и модифицированные диоды Люса) представляется в настоящее время наиболее перспективным и активно исследуемым способом. Для примера приведем двухступенчатый ускоритель ионов, разработанный в ХФТИ [124]. В этом ускорителе на первой ступени происходит ускорение ионов и модуляция ионного тока с помощью ВК, а на второй ступени — доускорение ионов при взаимодействии их с электродинамической структурой.

5. Другие методы коллективного ускорения ионов в системах с ВК

5.1. Коллективное ускорение ионов в искровом вакуумном разряде

Ускорение ионов в искровом вакуумном разряде было обнаружено Плотто в 1960 г. [98, 99]. Принципиальная схема эксперимента по формированию ионных и электронных пучков из плазмы вакуумных искр приведена на рис. 16. Искровой источник генерирует плазму, которая

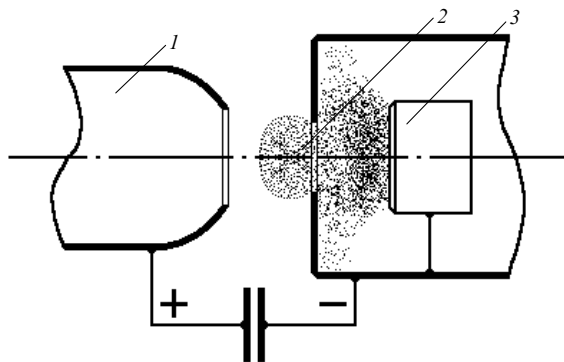


Рис. 16. Принципиальная схема эксперимента по ускорению ионов в искровом вакуумном разряде: 1 — полый электрод, 2 — отверстие эмиссии плазмы, 3 — искровой источник [99].

через отверстие эмиссии попадает в ускоряющий зазор. К промежутку прикладывается переменное или постоянное, ускоряющее электроны в сторону электрода 1 напряжение. В полости электрода 1 были зарегистрированы высокоэнергетичные протоны с $E_p = 4-5$ МэВ в количестве $n_p = 10^{11}-10^{12}$ частиц имп.^{-1} и ионы углерода с $E_i = 15-20$ МэВ, при этом приложенное к зазору напряжение составляло 200–300 кВ.

В дальнейшем группой Плюто была проведена серия исследований данного явления для установления общности процессов, сопровождающих ускорение пучков в искровом вакуумном разряде [97, 125, 126]. Суммируя полученные результаты, можно отметить следующее:

1) максимальные энергии ионов могут в 10–100 раз превосходить приложенное к зазору напряжение, при этом ионы движутся в направлении распространения электронного пучка против приложенной извне разности потенциалов;

2) напряженность внутренних ускоряющих полей достигает 10^5-10^6 В см^{-1} ;

3) максимальная энергия ионов пропорциональна кратности их заряда ($\sim 3ZeU_0$);

4) ионы ускоряются только в неустойчивом режиме вакуумной искры, который характеризуется резкими выбросами плотности тока и сопровождается значительным увеличением плотности пучка электронов вдоль направления ускорения ионов.

Изложенное в пп. 1–4 позволило сделать вывод, что ускорение положительных ионов происходит при сильных коллективных взаимодействиях электронного пучка с ионами плазмы. Было предложено несколько механизмов, объясняющих ускорение ионов в искровом вакуумном разряде: ускорение электронами в расширяющейся плазме [98, 127], ускорение сгустка плазмы с замороженным в него магнитным потоком [128] и др. Большая часть из них совпадает с механизмами, предложенными для объяснения коллективного ускорения ионов при распространении РЭП через нейтральный газ (см. раздел 3). К сожалению, перечисленные модели рассматривают ускорение в отрыве от всей совокупности наблюдаемых физических явлений, поэтому часто происходит неувязка этих предположений с экспериментальными данными.

В [129] Баренгольц и др. предприняли попытку объединить основные процессы, сопровождающие развитие искрового разряда в вакууме, чтобы получить

целостную картину исследуемого явления. Они предложили электростатическую модель, в которой ионы в вакуумном разряде ускоряются в глубокой нестационарной потенциальной яме ВК. Данная модель успешно применялась для объяснения коллективного ионного ускорения при инжекции электронного пучка в нейтральный газ [81] и, по мнению Олсона, могла быть использована в диоде. В [129] показана возможность образования глубокой потенциальной ямы при инжекции в диодный промежуток тока не только при нулевом приложенном потенциале, но и при наличии электрического поля в зазоре. Предложенная модель процесса токопрохождения и образования такой ямы в вакуумном диоде была построена с учетом эктонного механизма функционирования катодного пятна, т.е. порционного характера эмиссии с катода, и находится в хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями.

5.2. Коллективное ускорение ионов в режиме бегущей границы распределенного ВК

Среди рассмотренных схем коллективного ускорения наиболее перспективными для получения высокоэнергетичных ионов являются системы с движущимся ВК. К таким системам относятся газонаполненные виркаторы [56] и вакуумные виркаторы с экстракцией ионов из анода (диод Люса или виркатор с плазменным анодом) [96, 103]. В системах с движущимся ВК набираемая ионами энергия находится в прямой зависимости от времени, в течение которого сохраняется синхронность между ВК и загруженными в ВК ионами. В двух указанных схемах виркатора направленное движение ВК обусловлено постепенной нейтрализацией отрицательного пространственного заряда ВК поступающими в него ионами. Иными словами, если бы ионов не было, то ВК в среднем оставался бы неподвижным. Следовательно, в таких виркаторах управлять темпом ускорения практически невозможно. В связи с этим было разработано несколько перспективных схем ускорения, в которых ВК способен перемещаться самостоятельно и его скоростью можно управлять.

Одна из таких схем предложена в [130–132], где рассматривался способ коллективного ускорения ионов полем движущейся границы распределенного ВК. Принципиальная схема ускоряющего устройства для реализации данного метода приведена на рис. 17. Здесь электронный пучок инжектируется со сверхкритическим током в пространство дрейфа, образуя ВК одновременно по всей длине области ускорения. Затем в ускоряющем канале создается волна перехода электронного пучка из состояния с ВК в состояние с полностью пролетным

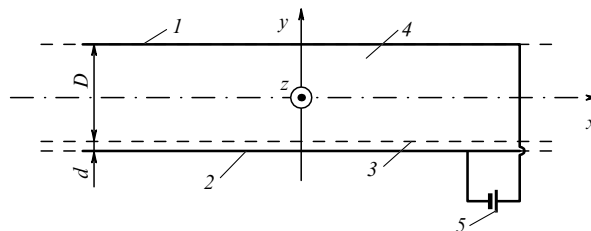


Рис. 17. Принципиальная схема ускоряющего устройства: 1 — коллектор, 2 — катод, 3 — сеточный анод, 4 — пространство дрейфа электронов (ускоряющий канал), 5 — источник питания [132].

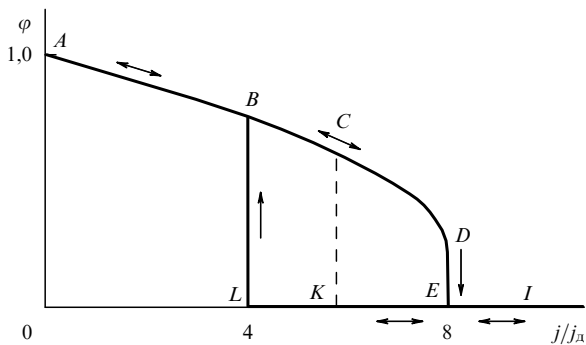


Рис. 18. Зависимость приведенного минимального значения потенциала в пространстве дрейфа от приведенной плотности тока инжекции [132].

током, которая распространяется в направлении x . Поле этой волны и ускоряются ионы. Состояние электронного пучка в ускоряющем канале определяется плотностью инжектируемого в него тока. При заданных разности потенциалов между катодом и анодом U_0 и величине А–К-зазора d эту плотность можно изменять в пределах от нуля до $j_{e\max} = 4\epsilon_0(2e/m)^{1/2}U_0^{3/2}/9d^2$, варьируя температуру и соответственно эмиссионную способность катода. В некотором диапазоне j_e возникает гистерезис состояний электронного пучка (рис. 18), свойства которого как раз используют для создания волны переключения.

В [133] предложена практически аналогичная идея, заключающаяся в том, что вдоль оси ускорения ионов создается цепочка нескольких ВК с помощью последовательности электронных диодов, а затем, по мере прохождения ионного пучка вдоль оси ускорения, внешнее устройство переводит каждый электронный промежуток из состояния с ВК в состояние без ВК. При этом можно добиться, чтобы задний фронт этой цепочки двигался синхронно с ускоряющимся ионным пучком.

Синхронность коллективного ускорения и модульность конструкции ускорителя, в принципе, обеспечивают ускорение ионов практически до любой энергии. Однако реализация данных методов связана с одной технической особенностью, усложняющей эти проекты. Дело в том, что согласно [130–133] направления движения ускоряемого ионного пучка и электронных пучков, создающих ВК, взаимно перпендикулярны. Следовательно, здесь неприменимы магнитные системы сопровождения пучков. Это в свою очередь ставит под сомнение возможность построения длинных ускоряющих каналов на основе таких схем. К недостаткам способа [133] относится также большая сложность его практической реализации. В ускорителе, реализующем этот способ, необходимо обеспечить, во-первых, программируемую высокоточную высоковольтную коммутацию с субнаносекундной точностью, во-вторых, создание достаточно сложной конфигурации магнитного и электрического квазистационарных полей как в зоне ускорения и фокусировки электронов, так и вдоль оси ускорения ионов.

Авторами обзора было предложено несколько способов коллективного ускорения ионов, лишенных указанных выше недостатков, в которых инжекция электронного пучка производится вдоль ускоряющего канала, тем самым обеспечивая возможность магнитного сопровождения электронного и ионного пучков.

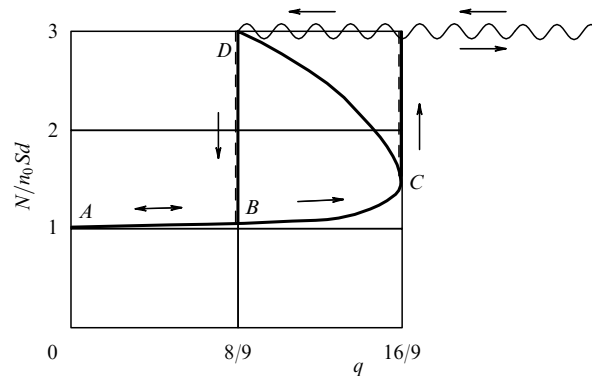


Рис. 19. Зависимость суммарного количества электронов в эквипотенциальном промежутке от параметра q [134].

Первый способ [134] основан на явлении гистерезиса состояний электронного потока в пространстве дрейфа и эффекте сброса заряда при переходе из одного состояния в другое [135]. В [135, 136] показано, что в зависимости от значения параметра $q = 4\pi e^2 n_0 d^2 / m V_0^2$ (n_0 и V_0 — концентрация и скорость электронов при инжекции в эквипотенциальный промежуток, d — ширина этого промежутка) возможны несколько состояний электронного пучка (рис. 19).

При увеличении параметра q от 0 до 16/9 электронный пучок последовательно проходит состояния, соответствующие точкам A, B, C . При дальнейшем повышении q в точке C происходит срыв стационарного состояния и переход электронного потока в нестационарное (осциллирующее) состояние с ВК (на рис. 19 условно показано волнистой линией). Верхняя ветвь CD кривой соответствует неустойчивому состоянию, которое не реализуется, а при обратном уменьшении $q < 16/9$ электронный поток остается нестационарным с ВК. При снижении q до значения 8/9 электронный поток приходит в состояние, соответствующее точке D . При дальнейшем уменьшении q электронный поток скачком переходит из состояния D в состояние B . Этот скачок сопровождается сбросом электрического заряда и является ключевым моментом в предложенном методе [134] ускорения ионов, физическая сущность которого заключается в синхронной загрузке скачка электронного тока ионами. При практической реализации способа момент инжекции положительных ионов соотносится с моментом исчезновения СВЧ-излучения.

В способах [130–133] при переходе электронного потока из состояния с ВК в состояние без ВК также должен наблюдаться эффект сброса заряда и соответствующий ему скачок электронного тока, однако использовать данный эффект сложно, поскольку в них сброс заряда происходит в направлении, перпендикулярном оси ускорения ионов.

Второй перспективный способ, предложенный авторами обзора, рассматривает коллективное ускорение ионов в режиме бегущей границы распределенного ВК. Он основан на обнаруженном в [137] явлении перехода из двухпотокового состояния пучка (ДСП) в так называемое "сжатое состояние" пучка (ССП), которое характеризуется малой скоростью и большой плотностью электронов, а также развитой турбулентностью встречных потоков. Такой переход происходит в электронных пучках с $I > I_{\text{пр}}$. В [134] было установлено, что в бес-

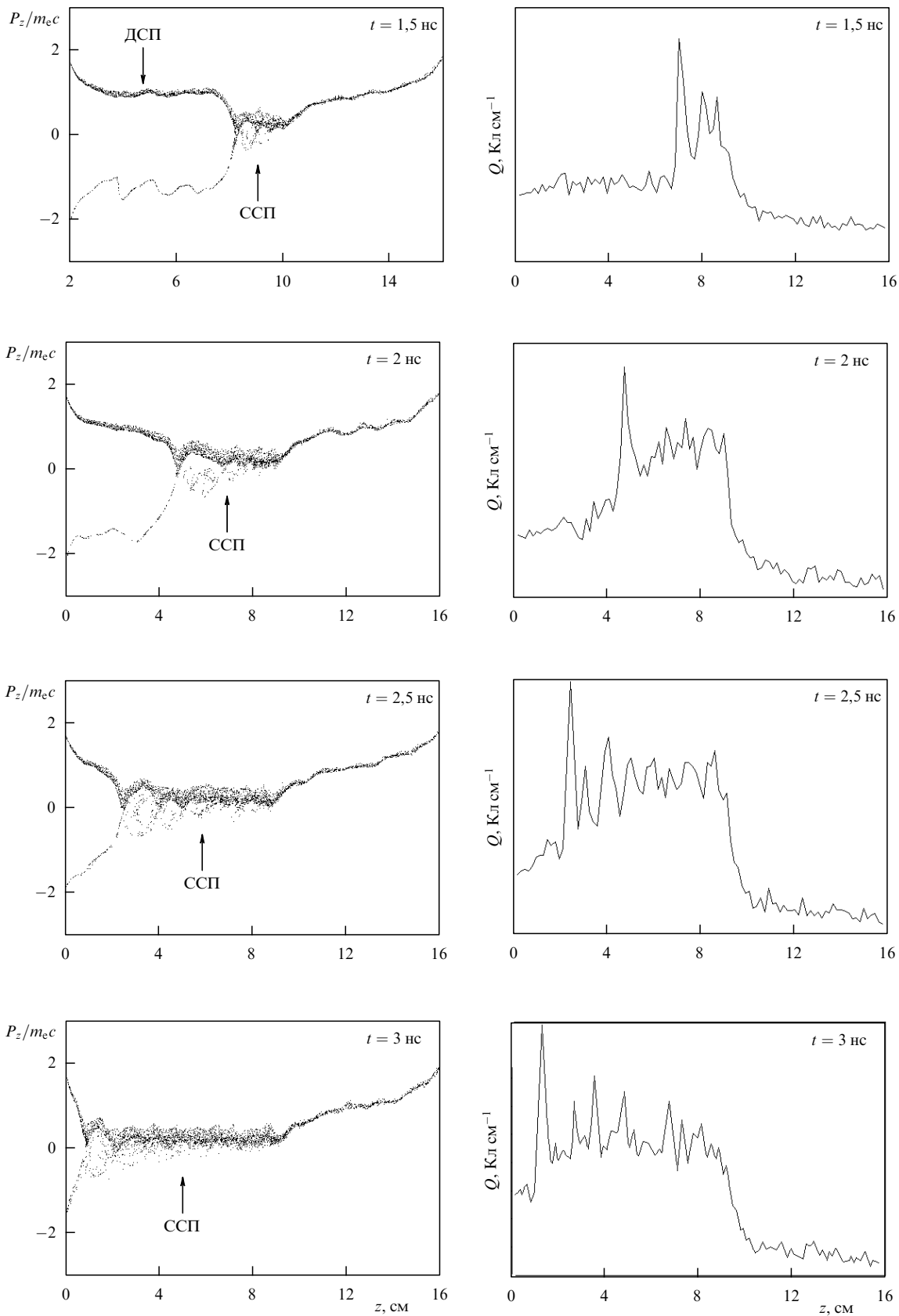


Рис. 20. Волновой характер установления ССП: слева — эволюция фазового портрета пучка, справа — эволюция распределения заряда вдоль оси прибора.

фольговых магнитно-изолированных виркаторах, представляющих собой длинную трубу со скачком диаметра, 2*

формирование ССП имеет волновой характер. При этом волна переключения ДСП → ССП движется по направ-

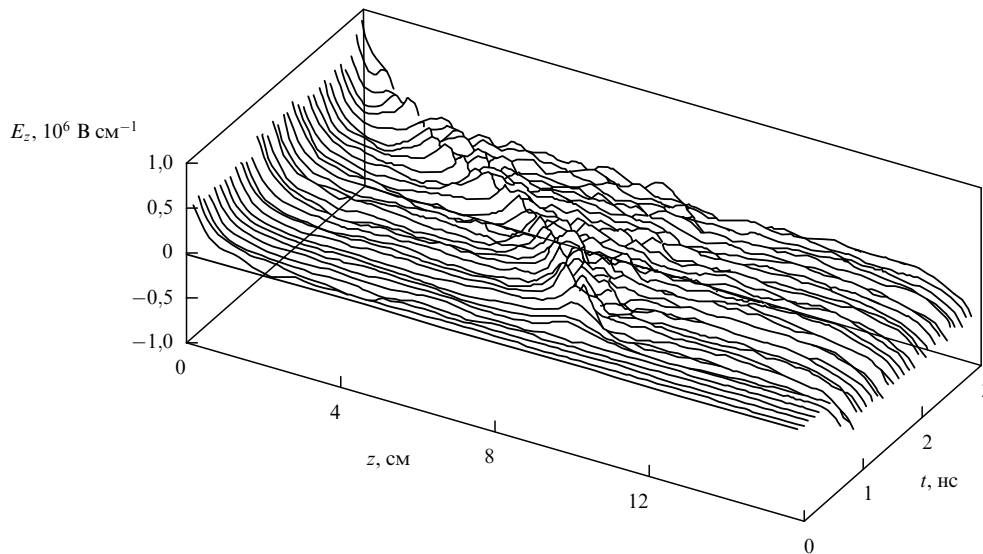


Рис. 21. Пространственно-временная динамика продольного электрического поля.

лению от ВК к катоду, т.е. против направления инжекции электронного пучка. Оцененная скорость волны переключения составила $\sim 10^{10}$ см с^{-1} . Для объяснения этого явления была предложена теория, основанная на балансе моментов сил давления в сечениях, находящихся по разные стороны от скачка диаметра, т.е. фактически ССП — это распределенный в пространстве дрейфа ВК.

В работах [138–140] было продолжено исследование динамики установления ССП. Результаты расчетов [138] показали, что, если в магнитно-изолированном виркаторе на скачке диаметра разместить фольгу или тонкий плазменный слой, скорость волны переключения уменьшится. В [139] обнаружено, что в магнитно-изолированном виркаторе с магнитной пробкой волна переключения может двигаться в противоположную от катода сторону.

Динамика движения волны установления ССП была рассчитана для магнитно-изолированного виркатора со следующими параметрами: $I = 10$ кА, $U_0 = 750$ кВ, $B = 50$ кГс. Результаты расчета представлены в виде нескольких фазовых портретов пучка и синхронизированных с ними мгновенных профилей электронного пространственного заряда на рис. 20. Анализ профилей показывает, что на фронте волны переключения имеется большой перепад электронной плотности, а, значит, здесь сосредотачивается также и большое продольное электрическое поле, которое способно ускорять положительные ионы. Пространственно-временная картина этого поля, вычисленная на радиусе, равном внешнему радиусу электронного пучка, приведена на рис. 21.

Из расчетов следует, что амплитуда электрического поля на фронте волны переключения ДСП \rightarrow ССП составляет несколько десятых долей мегавольта на сантиметр. Кроме того, скоростью волны переключения легко управлять, например профилируя радиус канала или изменяя ток пучка. Таким образом, если волну переключения загрузить ионным сгустком, то можно обеспечить его длительное ускорение с очень высоким темпом. Магнитное поле и радиальная потенциальная яма, созданная электронами, обеспечивают при этом поперечную устойчивость ионов.

Данный способ представляется перспективным для практической реализации, поскольку он свободен от многих недостатков рассмотренных выше способов коллективного ускорения и позволяет реализовать ускорители ионов с устойчивым длительным режимом работы.

6. Заключение

В обзоре рассмотрены основные схемы коллективного ускорения ионов, в которых используются электронные пучки с ВК. Проведенный анализ работы этих схем показывает их перспективность для генерации МИП на уровнях мощности до 1 ТВт.

Диодные ОС перспективны для получения сильноточных МИП с напряжениями порядка 1–10 МВ и током ≤ 1 МА, при этом энергия ускоренных в них ионов сравнительно невелика (до единиц мегаэлектронвольт). В последнее время появилась необходимость получения МИП более высоких энергий (до 1 ГэВ). Поскольку в диодных системах ВК в среднем неподвижен, даже при достаточно большом темпе ускорения ионов при их подлете к ВК общая энергия ускорения будет невелика. Таким образом, на основе диодных ОС в принципе невозможно получать ионные пучки значительных энергий. По-видимому, этим обстоятельством можно объяснить то, что исследования данных схем в последнее десятилетие практически не проводились.

Для генерации высокоэнергетических ионных пучков (до сотен мегаэлектронвольт) целесообразно использовать ускоряющие схемы, работа которых основана на явлении перемещающегося ВК. К ним относятся газонаполненные виркатеры, виркатеры с генерацией ионов на аноде (диоды Люса или виркатеры с плазменным анодом), а также новые предложенные схемы, которые пока не получили практического воплощения. В таких системах уже были ускорены ионы до энергий $45 \text{ МэВ} \times \text{нуклон}^{-1}$. Однако дальнейшее увеличение энергии МИП в этих схемах также сопряжено с некоторыми трудностями. Известно, что энергия, набираемая ионами в таких системах с перемещающимся ВК, нахо-

дится в прямой зависимости от времени, в течение которого выполняется синхронизация между движением ВК и ионами. Поэтому первоочередная задача заключается в том, чтобы научиться управлять скоростью перемещения ВК.

В уже реализованных схемах причиной направленного движения ВК являются сами ускоряемые ионы, поэтому управлять скоростью перемещения ВК в газонаполненных виркаторах и виркаторах с генерацией ионов на аноде достаточно проблематично. В газонаполненных виркаторах было предпринято несколько удачных попыток [94, 95], продемонстрировавших возможность управления скоростью перемещения ВК. Однако дальнейшего развития они не получили, очевидно, из-за сложности в управлении происходящими процессами. В виркаторах с генерацией ионов на аноде также был предложен [118] и технически опробован [119] способ управления скоростью перемещения ВК в неоднородных по длине диэлектрических каналах. Однако сложности в расчете необходимой геометрии таких каналов затрудняют практическую реализацию данного способа. Вероятно, поэтому последние 10 лет исследования газонаполненных виркаторов и виркаторов с генерацией ионов на аноде также практически не проводились.

Появление новых перспективных способов (см. раздел 5), в которых ВК способен перемещаться самостоятельно, т.е. независимо от ускоряемых ионов, и его скоростью движения можно управлять, позволяет надеяться, что данное направление ускорительной техники вызовет к себе новую волну интереса, связанную с возможностью получения МИП более значительных энергий.

Написание данного обзора было осуществлено в рамках проекта РФФИ 01-02-07016ано и проекта МНТЦ 1629.

Список литературы

- Winterberg F *Phys. Rev.* **174** 212 (1968)
- Ватрунин В Е и др., Патент РФ 2109352 (1998)
- Ramirez J J, Toepfer A J, Clauser M J *Nucl. Instrum. Methods* **15** 179 (1977)
- Артеев М С и др. *Квант. электрон.* **15** 2502 (1988)
- Саранцев В П, Перельштейн Э А *Коллективное ускорение ионов электронными кольцами* (М.: Атомиздат, 1979)
- Humphries S (Jr), Lee J J, Sudan R N *Appl. Phys. Lett.* **25** 20 (1974)
- Wiley L, Humphries S (Jr), Sudan R N *Bull. Am. Phys. Soc.* **21** 691 (1976)
- Humphries S (Jr), Sudan R N, Wiley L J *Appl. Phys.* **47** 2382 (1976)
- Агафонов А В, Крастелев Е Г *Атомная техника за рубежом* **23** (4) 9 (1979)
- Huff R, Smith I *Bull. Am. Phys. Soc.* **35** 848 (1974)
- Быстрицкий В М *Изв. вузов. Физика* **22** (10) 113 (1979)
- Быстрицкий В М, Диденко А Н *УФН* **132** 91 (1980)
- Prono D S et al. *J. Appl. Phys.* **46** 3310 (1975)
- Creedon J M, Smith I D, Prono D S *Phys. Rev. Lett.* **35** 91 (1975)
- Antonsen T M (Jr), Ott E *Phys. Fluids* **19** 52 (1976)
- Рютов Д Д, Ступаков Г В *Физ. плазмы* **2** 566 (1976)
- Humphries S (Jr), Sudan R N, Condit W C (Jr) *Appl. Phys. Lett.* **26** 667 (1975)
- Humphries S (Jr), Lee J J, Sudan R N *J. Appl. Phys.* **46** 187 (1975)
- Prono D S, Shearer J W, Briggs R J *Phys. Rev. Lett.* **37** 21 (1976)
- Kapetanacos C A, Golden J, Black W M *Phys. Rev. Lett.* **37** 1236 (1976)
- Golden J, Kapetanacos C A *Appl. Phys. Lett.* **28** 3 (1976)
- Okada C et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **15** 1615 (1976)
- Быстрицкий В М и др., в сб. *Труды V всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 5–7 октября 1976 г.* Т. 1 (М.: Наука, 1977) с. 391
- Young F C, Golden J, Kapetanacos C A *Rev. Sci. Instrum.* **48** 432 (1977)
- Быстрицкий В М, Красик Я Е, Подкатов В И *ЖТФ* **49** 2417 (1979)
- Быстрицкий В М, Красик Я Е *Физ. плазмы* **6** 413 (1980)
- Диденко А Н и др. *Письма в ЖТФ* **5** 321 (1979)
- Pasour J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 448 (1978)
- Mahaffey R A et al. *Appl. Phys. Lett.* **32** 522 (1978)
- Арбузов А И, Быстрицкий В М, Наук М Д *ЖТФ* **53** 402 (1983)
- Арбузов А И, Быстрицкий В М, Красик Я Е *Изв. вузов. Физика* **23** (5) 113 (1981)
- Арбузов А И, Быстрицкий В М *ЖТФ* **51** 2383 (1981)
- Диденко А Н и др. *ЖТФ* **54** 816 (1984)
- Быстрицкий В М и др. *Физ. плазмы* **12** 1113 (1986)
- Борисенко В А и др., в сб. *Тезисы докладов Российского семинара "Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды"*, Москва, 8–9 июня 1998 г. (М.: МИФИ, 1998) с. 20
- Донец Е Д *УЧАЯ* **13** 941 (1982)
- Быстрицкий В М *ЖТФ* **55** 2040 (1985)
- Быстрицкий В М, Волков С Н, Красик Я Е *Физ. плазмы* **12** 1314 (1986)
- VanDevender J P, Stinnett R W, Anderson R J *Appl. Phys. Lett.* **38** 229 (1981)
- Агафонов А В и др. *ЖЭТФ* **84** 2040 (1983)
- Andrews M L et al. *Phys. Rev. Lett.* **27** 1428 (1971)
- Bzura J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **29** 256 (1972)
- Sudan R N, Ott E *Phys. Rev. Lett.* **33** 355 (1974)
- Kapetanacos C A, Golden J, Young F C *Nucl. Fusion* **16** 151 (1976)
- Golden J et al. *Phys. Rev. Lett.* **38** 130 (1977)
- Clauser M J *Phys. Rev. Lett.* **35** 848 (1975)
- Kawata S et al. *J. Phys. Soc. Jpn* **47** 1651 (1979)
- Быстрицкий В М, Иванов И Б, Петров А В *ЖТФ* **56** 801 (1986)
- Mahaffey R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** 843 (1977)
- Hoerberling R F, Fazio M V *IEEE Trans. Electromagn. Comp.* **34** 252 (1992)
- Диденко А Н и др. *Письма в ЖТФ* **9** 1510 (1983)
- Григорьев В П и др. *Физ. плазмы* **14** 210 (1988)
- Рухадзе А А, Столбецов С Д, Тараканов В П *Радиотехника и электрон.* **37** 385 (1992)
- Yufarov V et al., in *12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Monterey, CA, USA, June 27–30, 1999*, Digest of technical papers Vol. 2 (Monterey, CA: IEEE, 1999) p. 845
- Юферов В Б и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения* (1) 146 (2000)
- Uglum J R, Graybill S J *Appl. Phys.* **41** 236 (1970)
- Rander J et al. *Phys. Rev. Lett.* **24** 283 (1970)
- Graybill S E *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-18** 438 (1971)
- Yonas G *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-19** 297 (1972)
- Ecker B, Putnam S, Drickey D J *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-20** 301 (1973)
- Kuswa G W, Bradley L P, Yonas G *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-20** 305 (1973)
- Straw D C, Miller R B *Appl. Phys. Lett.* **25** 379 (1974)
- Straw D C, Miller R B *J. Appl. Phys.* **47** 4681 (1976)
- Коломенский А А и др. *ЖЭТФ* **68** 51 (1975)
- Быстрицкий В М и др. *Письма ЖТФ* **2** 80 (1976)
- Быстрицкий В М, Подкатов В И *ЖТФ* **52** 1608 (1982)
- Агафонов А В *Атомная техника за рубежом* **18** (4) 32 (1974)
- Гапанович В Г, Коломенский А А *Изв. вузов. Физика* **22** (10) 59 (1979)
- Богданкевич Л С, Рухадзе А А *УФН* **103** 609 (1971)
- Rostoker N *Bull. Am. Phys. Soc.* **14** 1047 (1969)
- Rostoker N, в сб. *Труды VII Международной конф. по ускорителям заряженных частиц высокой энергии, Ереван, 27 августа–2 сентября 1970 г.* Т. 2 (Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1970) с. 509
- Wachtel J M, Eastlund B J *Bull. Am. Phys. Soc.* **14** 1047 (1969)
- Putnam S D *Bull. Am. Phys. Soc.* **14** 1048 (1969)
- Putnam S D *Phys. Rev. Lett.* **25** 1129 (1970)
- Uglum J R, Graybill S E, McNeill W H *Bull. Am. Phys. Soc.* **14** 1047 (1969)
- Ходатаев К В, Цытович В Н *Физ. плазмы* **2** 301 (1976)
- Росинский С Е, Рухадзе А А, Рухлин В Г *Письма в ЖТФ* **14** 53 (1971)

78. Александр К, Хантче Э, Зимрот П *ЖЭТФ* **67** 567 (1974)
79. Кучеров В И *Письма в ЖТФ* **1** 235 (1975)
80. Poukey J W, Olson C L *Phys. Rev. A* **11** 691 (1975)
81. Olson C L *Phys. Rev. A* **11** 288 (1975)
82. Гапанович В Г, Коломенский А А, Логачев И И, в сб. *Тезисы докладов III всесоюз. симпозиума по сильноточной импульсной электронике* (Томск: Институт сильноточной электроники, 1978) с. 190
83. Straw D C, Miller R B, Hoyerling R F *Bull. Am. Phys. Soc.* **21** 1101 (1976)
84. Mako R W, Fisher A *Bull. Am. Phys. Soc.* **21** 1059 (1976)
85. Robertson C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 1457 (1976)
86. Коломенский А А, Новицкий М А *ЖТФ* **46** 44 (1976)
87. Ходатаев К В, Шаханова Е В *Физ. плазмы* **13** 1035 (1987)
88. Гинзбург С Л и др., Препринт № 37 (М.: ИПМ АН СССР, 1981)
89. Гинзбург С Л, Дьяченко Е Ф, Ходатаев К В, Препринт № 65 (М.: ИПМ АН СССР, 1982)
90. Шаханова Е В, Препринт № 106 (М.: ИПМ АН СССР, 1983)
91. Гинзбург С Л и др., Препринт № 72 (М.: ИПМ АН СССР, 1983)
92. Ткач Ю В и др. *ЖТФ* **44** 658 (1974)
93. Ходатаев К В, Гинзбург С Л, Дьяченко Е Ф, Препринт № 138 (М.: ИПМ АН СССР, 1984)
94. Olson C L et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-30** 3189 (1983)
95. Olson C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 2260 (1986)
96. Luce J S, Sahlin H L, Crites T R *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-20** 336 (1973)
97. Короп Е Д, Плютто А А *ЖТФ* **40** 2534 (1970)
98. Плютто А А *ЖТФ* **39** 1589 (1960)
99. Плютто А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **6** 540 (1967)
100. Zorn G T, Kim H, Boyer C N *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-22** 1006 (1975)
101. Быстрицкий В М и др. *Письма в ЖТФ* **4** 547 (1978)
102. Vijayan T, Roychowdhury P, Iyengar S K *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-22** 199 (1994)
103. Бабкин А Л и др., в сб. *Исследования по физике плазмы* (Труды ученых ядерных центров России, Т. 6, Под ред. В Д Селемира, А Е Дубинова) (Саров: РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1998) с. 173
104. Chelpanov V I et al., in *12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Monterey, CA, USA, June 27–30, 1999*, Digest of technical papers Vol. 2 (Monterey, CA: IEEE, 1999) p. 1025
105. Vijayan T, Roychowdhury P *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-28** 2166 (2000)
106. Boyer C N, Kim H, Destler W W *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-24** 1625 (1977)
107. Destler W W, Floyd L E, Reiser M *Phys. Rev. Lett.* **44** 70 (1980)
108. Файнберг Я Б, в сб. *Коллективные методы ускорения: Материалы конф. по ядер.-физ. исслед., посвящ. 50-летию осуществления в СССР реакции расщепления атомного ядра, Харьков, 4–6 окт. 1982 г.* Ч. I (М.: ЦНИИатоминформ, 1983) с. 222
109. Долгополов В В и др. *Укр. физ. журн.* **34** 1164 (1989)
110. Степаненко И А, Ткач Ю В, Пашенко А В, Препринт № 88-37 (Харьков: ХФТИ АН УССР, 1988)
111. Долгополов В В и др. *Укр. физ. журн.* **42** 536 (1997)
112. Adler R J, Nation J A *J. Appl. Phys.* **50** 5025 (1979)
113. Adler R, Nation J A, Serlin V *Phys. Fluids* **24** 347 (1981)
114. Godfrey V B, Thode L E *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-3** 201 (1975)
115. Davidson R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **24** 579 (1970)
116. Hoyerling R F, Payton III D N *J. Appl. Phys.* **48** 2079 (1977)
117. Johnson D J, Kerns J R *Appl. Phys. Lett.* **25** 192 (1974)
118. Choe J Y, Uhm H S *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-30** 3174 (1983)
119. Айрапетов А Ш и др., в сб. *Совещание по проблемам коллективного метода ускорения, Дубна, 18–20 мая 1982 г.* (Дубна: Изд-во ОИЯИ, 1982) с. 111
120. Дубинов А Е, Корнилова И Ю *Изв. вузов. Физика* **44** (6) 71 (2001)
121. Tarakanov V P *User's manual for code KARAT* (Springfield, VA: Berkeley Research Associates, Inc., 1992)
122. Анфиногентов В Г, Храмов А Е *Изв. РАН. Сер. Физ.* **62** 2428 (1998)
123. Курилко В И, Файнберг Я Б *Письма в ЖТФ* **2** 397 (1976)
124. Балакирев В А и др. *Физ. плазмы* **23** 350 (1997)
125. Плютто А А и др. *Атомная энергия* **27** 418 (1969)
126. Плютто А А и др. *ЖТФ* **43** 1627 (1973)
127. Гуревич А В, Парийская Л В, Пятаевский Л П *ЖЭТФ* **63** 516 (1972)
128. Короп Е Д *ЖТФ* **46** 2187 (1976)
129. Баренгольд С А, Месяц Г А, Перельштейн Э А *ЖЭТФ* **118** 1358 (2000)
130. Лымарь А Г и др., Авт. свид. СССР № 1263187 (1976)
131. Лымарь А Г, Звягинцев А В, Хижняк Н А, Препринт № 88-1 (Харьков: ХФТИ АН УССР, 1988)
132. Лымарь А Г и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования (теория и эксперимент)* (5) 71 (1989)
133. Лацко Е М, Авт. свид. СССР № 1529476 (1989)
134. Дубинов А Е, Патент РФ № 2171017 (2001)
135. Пашенко А В, Руткевич Б Н *ЖТФ* **53** 75 (1983)
136. Дубинов А Е *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика* (2) 3 (2001)
137. Ignatov A M, Tarakanov V P *Phys. Plasmas* **1** 741 (1994)
138. Дубинов А Е *Письма в ЖТФ* **23** (22) 29 (1997)
139. Дубинов А Е *Радиотехника и электрон.* **45** 875 (2000)
140. Дубинов А Е, Ефимова И А *ЖТФ* **71** (6) 80 (2001)

Collective acceleration of ions by systems with a virtual cathode

A.E. Dubinov, I.Yu. Kornilova, V.D. Selimir

Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Science and Research Institute of Experimental Physics (VNIIEF),
 prosp. Mira 37, 607188 Sarov, Nizhniy Novgorod Region, Russian Federation
 Tel. (7-83130) 4-51 44. Fax (7-83130) 4-53 84
 E-mail: dubinov@ntc.vniief.ru

Current research and development in the physics and technology of ion collective acceleration in systems with a virtual cathode (VC) is reviewed. Three major acceleration methods and devices using them (reflex triodes and their modifications, gas-filled vircators, and vacuum vircators with a Luce cathode) are considered. Experimental results are presented and major physical models explaining them are described. New ion acceleration methods involving the formation and disappearance of the VC are considered. A comparative study of all the methods is conducted and the potential for further developments in this promising field is assessed.

PACS number: 41.75.Ak

Bibliography — 140 references

Received 28 February 2002, revised 27 June 2002