

ЛИТЕРАТУРА

1. Guth E., Mullin J. The transition from thermionic to cold emission.—«Phys. Rev.», 1942, vol. 61, p. 339.
2. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М., «Наука», 1970.
3. Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. Об уравнении термоэлектронной эмиссии в плазму.— ПМТФ, 1972, № 3.
4. Поротников А. А., Родневич Б. Б. Термоэмиссия с учетом индивидуальных полей ионов.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 6.
5. Поротников А. А., Родневич Б. Б. Автоэмиссия с учетом индивидуальных полей ионов.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 10.
6. Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. О влиянии индивидуальных полей ионов на эмиссионные характеристики термокатодов.— ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 8.

УДК 629.7.036.74

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО ИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ С АНОДНЫМ СЛОЕМ

С. Д. Гришин, В. С. Ерсфеев, А. В. Жаринов,
В. П. Наумкин, И. Н. Сафронов

(Калининград Московской обл.)

Введение. В настоящее время все большее развитие получают ускорители плазмы с замкнутым холловским током [1]. С макроскопической точки зрения ускорение плазмы в этих устройствах осуществляется электромагнитной силой, обусловленной взаимодействием холловского тока с внешним магнитным полем. Конкретный механизм проявления этой силы заключается в том, что, если электроны замагничены, в плазме может быть создано электрическое поле, которое ускоряет ионы, в то время как электроны вынуждены дрейфовать в направлении вектора $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$. Если условия в направлении дрейфа однородны, то возникающий дрейфовый или холловский ток замкнут сам на себя и отпадает необходимость его коммутации.

Большое внимание уделяется одной из модификаций ускорителя с замкнутым дрейфом — ускорителю с протяженной зоной ускорения и диэлектрическими стенками ускорительной камеры [2—6]. Исследование этой системы ведется с начала 1960-х гг. Серьезная разработка другой модификации — ускорителя с анодным слоем, наиболее легко формирующимся над металлическими катодными стенками, — началась несколько позже, хотя сам принцип ускорителей с замкнутым холловским током был предложен впервые, по-видимому, именно в виде ускорения ионов в анодном слое [7].

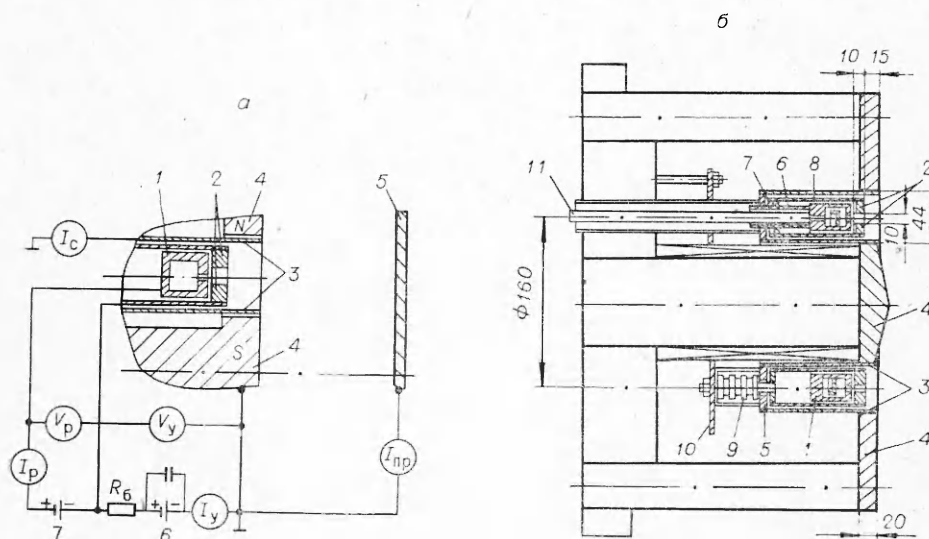
Протяженность зоны ускорения, т. е. области, где происходит основное падение приложенной разности потенциалов, в ускорителе с замкнутым холловским током можно оценить из уравнения баланса рождения и ухода электронов из объема. Если подвижность электронов поперек магнитного поля близка к классической, падение потенциала оказывается сосредоточенным у анода в слое толщиной [8—10]

$$d \approx \frac{\sqrt{\frac{2e}{m} V_y}}{\omega_e} \sqrt{\frac{v_0}{v_i}} \approx \rho_e \sqrt{\frac{v_0}{v_i}},$$

где ω_e — циклотронная частота электрона; m , e — его масса, заряд; V_y — падение потенциала в слое; v_0 , v_i — частоты столкновений электрона с рассеянием направленного импульса и ионизацией.

Простейший случай существования анодного слоя имеет место в разряде низкого давления в ячейке Пеннинга, в прямой и обращенной магнетронных ячейках [11, 12]. Образование слоя в плазме при наличии значительного потока ионов экспериментально показано в работе [7]. Исследование формирования ионных пучков в анодном слое с замкнутым холловским током проводилось на ионном магнетроне в работе [13], где подтверждены уникальные возможности слоя. Предварительные результаты исследования аксиального ускорителя с анодным слоем (УАС) приведены в [14, 15]. В данной работе излагаются результаты детального исследования такого ускорителя.

1. Описание конструкции и экспериментальных условий. При создании аксиального ускорителя с анодным слоем одной из основных трудностей была проблема кольцевого источника ионов. Использование для этой цели поверхностной ионизации практически ограничивает выбор рабочего вещества одним только цезием и сопряжено с решением трудных технологических задач. Более разносторонними являются газоразрядные источники ионов. Наиболее перспективным, по-видимому, является использование в качестве ионного источника дополнительного *EH*-разряда с замкнутым холловским током и создание двухступенчатого аксиального ускорителя [14, 15].



Фиг. 1

Принципиальная схема аксиального двухступенчатого ионного ускорителя приведена на фиг. 1, а. Первая ступень (разрядная камера или источник ионов) состоит из анода-парораспределителя 1 и кольцевых катодов 2. Последние являются одновременно анодами второй ступени и вместе с цилиндрическими экранами 3 образуют вторую ступень (ускорительную камеру). Обе ступени (назовем их блоком электродов) располагаются в кольцевом зазоре магнитной системы 4 (с полюсами *N*, *S*), создающей радиальное магнитное поле. Ионный пучок воспринимается охлаждаемым водой токоприемником 5. Выпрямители 6 и 7 служат источниками ускоряющего и разрядного напряжений.

В качестве рабочего вещества при экспериментальном изучении ускорителя в лабораторных условиях был выбран висмут. Конденсирующиеся металлы типа висмута, свинца, таллия, ртути, цезия имеют преимущество по сравнению с газами, так как не требуют высокопроизводительной ва-

куумной системы. Это преимущество становится определяющим при больших расходах и окупает конструктивные трудности, обусловленные необходимостью поддержания при достаточно высокой температуре элементов ускорительного блока. Среди перечисленных металлов предпочтение было отдано висмуту как наименее токсичному.

На фиг. 1, б схематично показана конструкция висмутового аксиального ускорителя, рассчитанного на мощность до ~ 150 кВт. Полюса 4, формирующие магнитное поле, охлаждаются с целью предотвращения их перегрева от излучаемой блоком электродов мощности. На центральном сердечнике магнитопровода располагается обмотка соленоида. Наружный магнитопровод выполнен из 4 стержней. Напряженность поля на среднем диаметре рабочего зазора магнитной системы изменяется от 0 до 2 кЭ. Все значения напряженности даются в дальнейшем для среднего диаметра.

Стенки 3 ускорительной камеры представляют собой два коаксиальных цилиндра, закрепленных на фланце 5. Анод-парораспределитель 1 через разрядные изоляторы 6 крепится на фланце 7. На нем же с помощью цилиндров 8 установлены катоды 2 первой ступени. Разрядная камера с помощью высоковольтных изоляторов 9, а ускорительная — с помощью металлических шпилек монтируются на переходном фланце 10, который пристыковывается к магниту. Зазор между анодом-парораспределителем и катодами составляет около 1 мм, а между цилиндрическими поверхностями анода и стенок первой и второй ступеней ~ 2 мм. Пары висмута из системы подачи поступают в парораспределитель по паропроводу 11.

Анод-парораспределитель должен обеспечить однородную по окружности подачу паров висмута в разрядную полость между катодами. Для этого в крышке анода имеется 180 равномерно расположенных отверстий. Поскольку висмут поступает в анод в одной точке, для обеспечения азимутальной однородности подачи размеры его внутренней полости должны быть такими, чтобы газодинамическая проводимость по окружности была много больше суммарной проводимости всех выходных отверстий. При диаметре отверстий 0,8 мм и длине канала 3 мм расчетное давление в парораспределителе составляет ~ 2 мм рт. ст. для расхода 22 мг/с (10 А), что соответствует температуре насыщенных паров висмута около 1000°C . Для нагрева анода до этой температуры используется графитовый нагреватель. Нагреватель располагается внутри анода, чем достигается его высокая экономичность. Остальные узлы блока электродов прогреваются за счет излучения анода. Все металлические детали блока изготовлены из молибдена, а изоляторы — из чистой окиси алюминия. Самыми энергонапряженными элементами являются катоды первой ступени, так как они воспринимают энергию, приносимую электронами ускоряющего слоя.

Блок электродов, как правило, располагается в магнитной системе таким образом, чтобы ускоряющий слой находился в рабочем зазоре, где напряженность магнитного поля максимальна, а кривизна магнитных силовых линий незначительна. Это позволяет без особых затруднений согласовать плоские торцевые поверхности обоих анодов, обращенные к ускоряющему слою, с магнитными силовыми линиями и между собой. В случае перекося анодов относительно друг друга или относительно магнитных силовых линий все электроны из слоя «перехватываются» участками анода, выступающими в направлении, перпендикулярном H [11]. В этих участках происходит локальный перегрев, который при достаточно большой мощности может привести к оплавлению анода.

При таком размещении ускорительной камеры разрядная ступень оказывается в области спадающего магнитного поля, что является благоприятным для источника ионов, так как с точки зрения эффективной иони-

зации более приемлема величина магнитного поля, меньшая, чем для ускорения [10, 16].

При проведении экспериментальных исследований ускоритель монтировался на специальном весовом устройстве, позволявшем производить непосредственное измерение силы реакции, создаваемой ионным пучком. В вакуумной камере поддерживалось давление ($10^{-5} - 10^{-4}$) мм рт. ст. При таком вакууме возможна автокомпенсация объемного заряда ионного пучка за счет ионизации остаточного газа. Поэтому ускоритель работал вполне устойчиво без какого-либо специального источника электронов в пролетном пространстве. Напротив ускорителя на расстоянии $\sim 1,5$ м помещался токоприемник пучка диаметром $\sim 0,8$ м.

В качестве источников ускоряющего и разрядного напряжений использовались трехфазные мостиковые выпрямители. Для ограничения тока при коротком замыкании и пробоях в цепь ускоряющего выпрямителя включалось балластное сопротивление $R_6 \simeq 50$ Ом. Его величина не оказывает существенного влияния на работу ускорителя. Специальный эксперимент показал, что уменьшение R_6 до нуля слабо изменяет его характеристики. Более важное значение имеет емкость C , шунтирующая ускоряющий выпрямитель. Без этой емкости в ускорителе наблюдаются интенсивные пробои, чрезвычайно затрудняющие работу ускорителя. Включенные емкости в несколько микрофард стабилизируют режим.

В процессе экспериментов обычно измерялись ускоряющее и разрядное напряжения V_y и V_p , токи в цепях выпрямителей обеих ступеней I_y и I_p , ток на приемник $I_{пр}$. В ряде экспериментов измерялся ток на стенки ускорительной камеры I_c . Взвешиванием системы подачи до и после экспериментов измерялся суммарный расход рабочего вещества. Это позволило определить усредненный секундный расход висмута \dot{m} .

Регистрация измеряемых токов и напряжений осуществлялась либо с помощью шлейфового осциллографа типа К-115, либо с помощью шкальных приборов.

2. Основные интегральные характеристики ускорителя. Первый этап в изучении ускорителя состоял в определении его статических характеристик и установлении границ устойчивой работы в зависимости от основных параметров: ускоряющего и разрядного напряжений, величины магнитного поля в зазоре, расхода рабочего вещества.

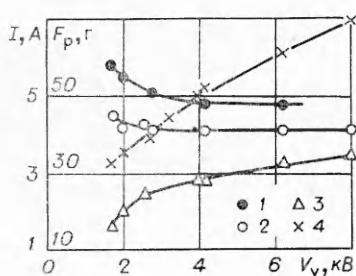
Вольт-амперные характеристики ускоряющей ступени приведены на фиг. 2, 3. На фиг. 2 представлены зависимости токов I_y , I_p , $I_{пр}$, а также силы реакции пучка F_p от ускоряющего напряжения ($1 - I_p$, $2 - I_y$, $3 - I_{пр}$, $4 - F_p$, $V_p = 150 - 370$ В, $H = 2$ кЭ). На фиг. 3 даны зависимости тока ускоряющей ступени от напряжения V_y при различных расходах рабочего вещества ($1 - \dot{m} = 4,08$, $2 - 9,25$, $3 - 13,1$, $4 - 17,4$ мг/с, $V_p = 150$ В, $H = 1,6$ кЭ, $p_{ост} = 1,5 - 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., $5 - \dot{m} = 25,6$ мг/с, $V_p = 180$ В, $H = 2$ кЭ, $p_{ост} = 3 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.).

В зависимости I_y от V_y (кривые $3 - 5$, фиг. 3) можно выделить по крайней мере три различные области: область ускоряющих напряжений, где I_y практически не зависит от V_y , область с отрицательным наклоном вольт-амперной характеристики, область низковольтного режима, где I_y растет с увеличением V_y .

Наилучшими параметрами УАС обладает на участке зависимости, где $I_y = \text{const}$ (нормальный ускорительный режим). В этом режиме фокусировка пучка улучшается с ростом V_y и ток на приемник $I_{пр}$ увеличивается, приближаясь к току ускоряющей ступени. Величина I_y в этом режиме совпадает с секундным расходом висмута \dot{m}/M (M — масса атома) с точностью до ошибки измерения ($\pm 5\%$). Ток на стенки ускорительной

камеры I_c , как правило, отрицательный и может составлять заметную величину ($\sim 0,1 I_y$).

В области с отрицательным наклоном ток на приемник сильно уменьшается, геометрия пучка ухудшается, а ток на стенки ускорительной камеры меняет знак с отрицательного на положительный, причем величина I_c достигает $(0,3-0,5) I_y$. Проследить эту область удается не всегда, часто происходит скачкообразный переход из ускорительного режима в низковольтный и наоборот. Кривые, снятые при понижении и повышении ускоряющего напряжения, не всегда совпадают, как правило, наблюдается



Ф и г. 2

«гистерезис». Низковольтный режим с точки зрения эффективной организации процесса ускорения можно назвать аномальным. Ток ускоряющей ступени в этом режиме

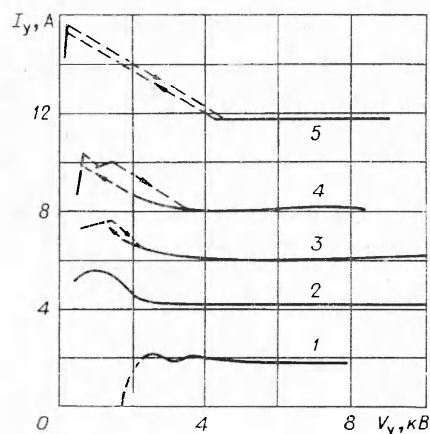
в большинстве случаев значительно превышает расход em/M , а пучок не имеет ярко выраженной формы.

Эффективная работа двухступенчатого ускорителя начинается с некоторой минимальной величины расхода, ниже которой ускоритель работать не может. Для изучаемой модели она составляет ~ 2 А. При дальнейшем уменьшении расхода резко падает степень ионизации и величина тока в обеих ступенях снижается на несколько порядков.

Такое резкое падение степени ионизации находится в качественном соответствии с теоретическими представлениями [10], которые говорят, что эффективная ионизация в анодном слое имеет место только при достаточно большом расходе рабочего вещества. Однако количественная оценка показывает, что в эксперименте эффективная ионизация начинается при плотности потока нейтрального газа с анода ($q_0 \geq 0,04 \text{ A/cm}^2$), в несколько раз меньшей, чем это следует из [10]. Такое расхождение может быть связано с тем, что в этой оценке полный ток (2А) отнесен ко всей поверхности анода, заключенной между катодами (50 cm^2). В действительности подача газа в разрядную полость происходит из отверстий, поэтому реальная плотность потока нейтралов в зоне ионизации существенно выше $0,04 \text{ A/cm}^2$.

Сравнение кривых (см. фиг. 3) говорит о том, что величина расхода заметно видоизменяет вольт-амперную характеристику в области низких V_y . При малых расходах (кривые 1 и 2) I_y изменяется плавно с уменьшением V_y , режим устойчивый. При больших расходах область с отрицательным наклоном вольт-амперной характеристики начинается при более высоких V_y и крутизна возрастает. Режим становится неустойчивым, и происходит его скачкообразное изменение (на фиг. 3 оно обозначено штрихом).

Вольт-амперная характеристика в аномальном режиме имеет довольно сложную структуру. Наиболее четко она прослеживается на кривой 4.



Ф и г. 3

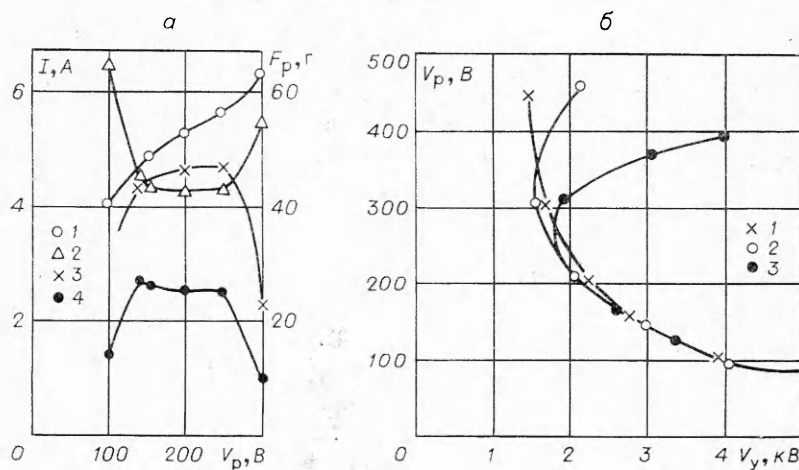
Налицо две ветви с положительным наклоном, на которых ускоритель, хотя и обладает плохими выходными характеристиками, но работает устойчиво.

Обнаружена особенность ускорителя, проявляющаяся в том, что при повышенных (250—300 В) разрядных напряжениях имеется область V_y , в которой наблюдаются интенсивные пробои. Эту область можно пройти дальнейшим увеличением ускоряющего напряжения. Существование такой области, вероятно, связано с наличием высокочастотных колебаний, сопровождающих работу ускорителя [17]. При больших расходах, когда мощность, потребляемая ускорителем, превышает 80—100 кВт, «проскочить» пробои не удастся.

Максимальный (полученный в настоящее время) ток ускоренных ионов висмута составляет 14 А (плотность 0,28 А/см²). Дальнейшее увеличение расхода ограничено возможностями системы электропитания.

Ток разрядной ступени практически не зависит от V_y в области нормального ускорительного режима и возрастает при переходе к аномальному режиму. В ускорительном режиме разрядный ток обычно превышает I_y в 1,2—1,3 раза.

Диапазон разрядных напряжений, в котором ускоритель с анодным слоем обладает оптимальными характеристиками, довольно узкий. Пример зависимостей токов обеих ступеней, тока на приемник и силы реакции



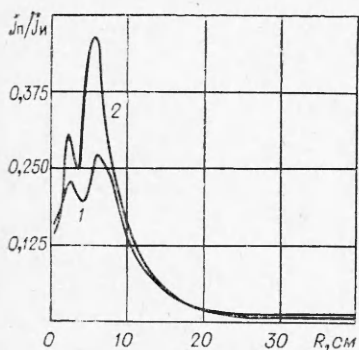
Ф и г. 4

пучка от разрядного напряжения показаны на фиг. 4, а (1 — I_p , 2 — I_y , 3 — F_p , 4 — I_{np} , $V_y = 3$ кВ, $H = 1,8$ кЭ). Можно выделить область, в которой токи I_y и I_{np} , а также величина F_p слабо зависят от V_p , а ток первой ступени I_p монотонно возрастает при повышении V_p . В этой области пучок хорошо сформирован. На ее границах наблюдается резкое увеличение тока I_y и срыв в аномальный режим. Срыв сопровождается расфокусировкой пучка, резким уменьшением I_{np} и F_p .

Рабочий диапазон разрядных напряжений зависит от ускоряющего напряжения и расхода. На фиг. 4, б приведена зависимость значений V_p , соответствующих границам области ускорительного режима, от ускоряющего напряжения при различных расходах рабочего вещества ($\dot{em}/M \approx I_y$ в ускорительном режиме) (1 — $I_y = 2,6$, 2 — 3,8, 3 — 5 А, $H = 1,8$ кЭ). Уменьшение расхода при фиксированном V_y расширяет диапазон разрядных напряжений с оптимальными характеристиками ускорителя, особен-

но значительно в сторону больших V_p . Понижение V_y приводит к сужению области устойчивой работы по разрядному напряжению. При ускоряющих напряжениях $V_y \leq 1,5$ кВ нормальный ускорительный режим на изучаемой модели не удалось получить ни при каких значениях V_p и расхода.

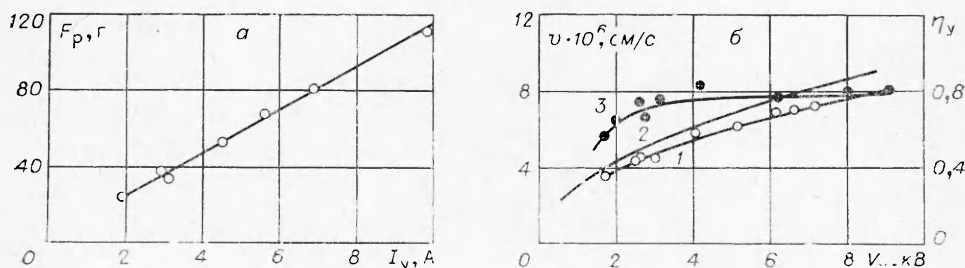
При экспериментальном исследовании УАС обнаружено, что для обеспечения устойчивой работы требуется достаточно сильное магнитное поле ($H \sim 1$ кЭ для $I_y = 4$ А) [15]. Это существенная особенность двухступенчатого ускорителя с анодным слоем. Характерным является существование минимальной напряженности магнитного поля, ниже которой ускорительный режим переходит в аномальный. Этому предшествует увеличение токов I_y и I_p . Величина напряженности, при которой происходит переход, увеличивается с ростом I_y .



Фиг. 5

Изучение параметров ионного пучка, полученного в ускорителе с анодным слоем, сопряжено с определенными трудностями, заключающимися в том, что мощный ионный поток приводит к нагреву и быстрому распылению любых помещаемых в него зондовых устройств. Поэтому наибольшее внимание на первом этапе уделено определению средней скорости ионов по измеренным силе реакции струи и среднемассовому расходу, а также изучению радиального распределения плотности ионного тока с помощью подвижного зонда. Фиг. 5 дает представление о распределении по радиусу плотности ионного тока на выходе из ионного источника j_n для двух значений ускоряющего напряжения (расстояние от среза ускорителя 12 см, 1 — $V_y = 5$ кВ, 2 — $V_y = 8,15$ кВ, $I_y = 4$ А, $V_p = 180$ В, $H = 1,8$ кЭ). Видно, что фокусировка пучка улучшается с ростом V_y . Обнаруженная сложная структура пучка (наличие двух максимумов) требует для своей интерпретации проведения дальнейшего экспериментального исследования.

Пример зависимости силы реакции пучка ускоренных ионов F_p от ускоряющего напряжения приведен на фиг. 2, а экспериментальная зависимость F_p от тока ускоренных ионов I_y показана на фиг. 6, а ($V_p = 100-200$ В, $V_y = 4$ кВ, $H = 2-3$ кЭ). Значение F_p в ускорительном



Фиг. 6

режиме линейно связано с I_y во всем изучаемом диапазоне расхода висмута и пропорционально $V_y^{1/2}$. Поэтому среднемассовая скорость ионов $\langle v_i \rangle$ зависит только от ускоряющего напряжения и приблизительно описывается соотношением

$$\langle v_i^{\text{экс}} \rangle \simeq 2,7 \cdot 10^6 \sqrt{V_y},$$

где скорость v_i выражена в см/с, а напряжение V_y — в кВ. Экспериментальная зависимость $\langle v_i \rangle (V_y)$ дана на фиг. 6, б (кривая 1), где приведена также теоретическая кривая $2 \langle v_i \rangle_{\max} = 3,05 \cdot 10^6 \sqrt{V_y}$ для случая, когда ионы набирают энергию, соответствующую полной приложенной разности потенциалов.

Исходя из полученной в эксперименте скорости, можно подсчитать КПД ускорения (η_y — кривая 2), равный $\sim 0,75$ для $V_y = 4$ кВ. При изменении ускоряющего напряжения от 2 до 10 кВ η_y возрастает от $\sim 0,6$ до $\sim 0,8$ (см. фиг. 6, б). Возрастание η_y объясняется относительным уменьшением доли мощности, затрачиваемой на получение ионов, и улучшением фокусировки пучка. Переход к аномальному режиму ($V_y < 2$ кВ) сопровождается резким снижением КПД ускорения.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют об уникальных возможностях ускорителей с анодным слоем как средства получения мощных ионных пучков. Эти возможности обусловлены тем, что при больших плотностях ускоряемого ионного тока слой становится квазинейтральным [9, 13], плотность ускоряемого ионного тока не ограничена пространственным зарядом и может регулироваться в широких пределах. В этом отношении УАС является плазменным ускорителем. Вместе с тем короткая зона и бездиссипативный механизм ускорения позволяют получить ионные пучки с минимальными потерями, и УАС можно сравнить с электростатическими ионными ускорителями, КПД ускорения которых близок к единице. Имеющееся в настоящее время ограничение ускоряющего напряжения некоторой минимальной величиной связано, по-видимому, не только со свойствами слоя, но и с условиями прохождения ионного пучка поперек магнитного поля [18, 19]. Вопрос о том, насколько это ограничение принципиально, требует дополнительных исследований.

Ускоритель с анодным слоем может найти применение при решении ряда физико-технических задач, например, таких, как:

1. Создание инжекторов для термоядерных ловушек. Согласно теории [9, 10], особенности структуры анодного слоя в первом приближении определяются плотностью пространственного заряда ускоряемого потока ионов. С этой точки зрения параметры УАС, полученные в данной работе, соответствуют формированию пучка протонов с током ~ 100 А.

2. Создание двигательных установок для космических летательных аппаратов [6]. Установки на основе УАС должны быть перспективными, поскольку такой ускоритель позволяет в широком диапазоне регулировать ток и скорость ионного пучка при сохранении высокого КПД.

3. Применение ионных пучков в технологии получения атомно-числительных поверхностей, легирование полупроводников, получение тонких пленок методом катодного распыления и т. д. Можно надеяться, что применение УАС для этих целей резко увеличит производительность указанных процессов.

Поступила 29 XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1972.
2. Brown C. O., Pinsky E. A. Further experimental investigations of a cesium hall-current accelerator.—«AIAA J.», 1965, vol. 3, p. 853.
3. Janes G. S., Lowder R. S. Anomalous electron diffusion and ion acceleration in a low-density plasma.—«Phys. Fluids», 1966, vol. 9, N 6, p. 115.
4. Морозов А. И., Есипчук Ю. В. и др. Влияние конфигурации магнитного поля на режим работы ускорителя с замкнутым дрейфом электронов.— ЖТФ, 1972, т. 42, с. 612.

5. Морозов А. И., Кислов А. Я., Зубков И. П. Сильноточный плазменный ускоритель с замкнутым электронным дрейфом.—«Письма в ЖТФ», 1968, т. 7, с. 224.
6. Арцимович Л. А., Андронов И. М., Есипчук Ю. В. и др. Разработка стационарного плазменного двигателя (СПД) и его испытание на ИСЗ «Метеор».—«Косм. исследования», 1974, т. 12, вып. 3, с. 451.
7. Юшманов Е. Е. Радиальное распределение потенциала в цилиндрической магнитной ловушке при магнетронном способе инжекции ионов.— В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1958.
8. Попов Ю. С. Разряд Пеннинга с холодным катодом при низком давлении.— ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 1, с. 118.
9. Жаринов А. В., Попов Ю. С. Об ускорении плазмы замкнутым холловским током.— ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 2, с. 294.
10. Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В., Филиппов С. С. Прианодный электрический слой в разряде с замкнутым холловским током.— ПМТФ, 1969, № 5, с. 3.
11. Кервалишвили П. А., Жаринов А. В. Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1965, т. 35, № 12, с. 2194.
12. Klauber W. Mechanism of the penning discharge at low pressures.—«J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 6, p. 2093.
13. Ерофеев В. С., Жаринов А. В. Ускорение ионов в *EH*-слое с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1972.
14. Абдуханов М. А., Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Наумкин В. П., Сафронов И. Н. Двухступенчатый холловский ускоритель ионов с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973.
15. Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Лесков Л. В., Наумкин В. П., Сафронов И. П. Характеристики холловского ускорителя ионов с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та Физики АН БССР, 1973.
16. Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Ляпин Е. А. Двухкаскадное ускорение ионов в слое с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1972.
17. Ерофеев В. С., Кирдяшев К. П., Пелепелин Е. В. Исследование высокочастотных колебаний в ускорителе с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973.
18. Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Ляпин Е. А. Низкочастотная неустойчивость радиального ионного пучка, сформированного в *EH*-слое с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1972.
19. Жаринов А. В. Амплитуда колебаний потенциала квазинейтрального ионного пучка.—«Письма в ЖТФ», 1973, т. 17, вып. 9, с. 508.

UDC 532.571+532.1371+536.51+532.14.08+501.787

О ДИАГНОСТИКЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ ПО РАССЕЯННОМУ ЛАЗЕРНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

А. П. Алхимов, В. М. Бойко, А. Н. Папырин,
Р. И. Солоухин

(Новосибирск, Минск)

Для решения широкого круга проблем, возникающих при исследовании высокоскоростных двухфазных течений и связанных с изучением физических процессов взаимодействия частиц и неравновесного потока газа [1], например, в сопле ракетного двигателя на твердом топливе [2] (исследование эффектов скоростного и теплового запаздывания частиц, определение их размеров и коэффициента аэродинамического сопротивления и т. д.), необходимо дальнейшее