

39

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77 - 56

Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОВЕРХНОСТНО -
- ПЛАЗМЕННОГО МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ
ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Новосибирск

1977

В.И.Бальченко, Г.И.Димов, В.Г.Лудников

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННОГО МЕТОДА
ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрена совокупность процессов, обеспечивающих получение интенсивных пучков отрицательных ионов из поверхностно-плазменных источников (ППИ). Анализируются сложившиеся представления об образовании отрицательных ионов при взаимодействии бомбардирующих частиц с поверхностью твердого тела. Обсуждаются особенности реализации оптимальных условий для получения пучков отрицательных ионов в ППИ различных конструкций.

В 1971 году в Институте ядерной физики СО АН СССР при исследовании эмиссии отрицательных ионов из сильноточных разрядов было обнаружено, что добавление цезия в газоразрядную ячейку увеличивает эмиссию ионов H^- из разряда во много раз /1,2/. Эти наблюдения послужили исходным пунктом для разработки поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов (ППИ) и создания поверхностно-плазменных источников отрицательных ионов (ПИИ) /3-7/. В ПИИ отрицательные ионы образуются на поверхности электродов, бомбардируемых интенсивным потоком частиц газоразрядной плазмы за счет захвата электронов из электродов на уровне электронного сродства распыленных и отразившихся частиц /8,9/.

Элементарные процессы образования отрицательных ионов при взаимодействии атомных частиц с поверхностью твердого тела экспериментально открыл Arnot /10-12/ еще в 1936 году. Арифов и Ауханов /13,14/, Krohn /15/ в 1961, 1962 гг. обнаружили, что вероятность удаления распыленных частиц с поверхности в виде отрицательных ионов сильно увеличивается при уменьшении работы выхода поверхности. Эти результаты послужили основой для разработки вторично-эмиссионных (распылительных) источников отрицательных ионов, генерирующих пучки с интенсивностью до десятков и сотен микроампер /16/.

Получение пучков отрицательных ионов со значительно большей интенсивностью и плотностью тока в ПИИ обеспечивается за счет следующих обстоятельств. Бомбардировка эмиттирующих электродов интенсивным потоком частиц плазмы с небольшими энергиями обеспечивает эффективную генерацию интенсивных потоков распыленных и отразившихся частиц рабочего вещества. Радикальное уменьшение работы выхода эмиттирующих электродов за счет адсорбции цезия обеспечивает высокую вероятность удаления частиц от поверхности в виде отрицательных ионов. В ПИИ удалось обеспечить эффективную транспортировку интенсивных потоков отрицательных ионов от эмиттирующих электродов через плазму к системе формирования пучка. Удалось обеспечить эффективную сепарацию потока отрицательных ионов от потока сопутствующих электронов. Реализация совокупности перечисленных условий в источниках с планетронной конфигурацией газоразрядной ячейки позволила получить пучки ионов H^- с интенсивностью масштаба 1А при плотности тока

до $3 + 4 \text{ А/см}^2$ /3,4/. К настоящему времени интенсивные пучки ионов H^- получены из ШИИ разнообразных конструкций /I+9; I7+24/. Удалось разработать ШИИ для ускорителей, генерирующие пучки ионов H^- с высокой яркостью /26, 2I/. Разрабатываются сверхточные ШИИ для обеспечения инъекции мощных пучков атомов с энергией более 100 КэВ в термоядерные устройства /19, 22, 23, 25/.

Пучек отрицательных ионов в ШИИ получается в результате последовательности взаимосвязанных процессов, которую можно условно разделить на ряд элементарных процессов.

1. За счет ионизации рабочего вещества в газоразрядной плазме образуются положительные ионы.

2. Эти ионы ускоряются в плазме или в приэлектродных слоях и попадают на эмиттирующие электроды в виде ускоренных ионов или нейтральных частиц, образовавшихся из ускоренных ионов при нейтрализации в плазме или на электродах.

3. В результате обмена импульсами между частицами бомбардирующего потока и частицами конденсированной фазы (частицами вещества электродов и адсорбата) формируется поток уходящих от поверхности распыленных из адсорбата и отразившихся частиц рабочего вещества.

4. В результате обмена электронами между электродами и удаляющимися частицами часть распыленных и отразившихся частиц уходит за приповерхностный потенциальный барьер в виде свободных отрицательных ионов.

5. Поток отрицательных ионов транспортируется через слои плазмы и газа к вытягиваемому промежутку формирующей системы.

6. Отрицательные ионы, появившиеся в область действия электрического поля формирующей системы, ускоряются и формируются в пучек.

Совокупность этих процессов должна быть организована таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность получения пучка отрицательных ионов, максимальную интенсивность или максимальную яркость. При этом естественно приходится идти на компромиссы. Обсуждаемые проблемы изучались во многих экспериментальных и теоретических работах. Сведения о многих особенностях рассматриваемых процессов все еще неопределены, но в понимании

ряда важных моментов достигнут существенный прогресс.

Закономерности формирования потоков отразившихся, распыленных и испаренных частиц

Эффективность образования отрицательных ионов в значительной степени определяется процессами 3 и 4. В общем виде образование отрицательных ионов в единичных актах взаимодействия бомбардирующих частиц с поверхностью можно обрисовать следующим образом. На участок поверхности, характеризуемый множеством параметров X_c , включающим работу выхода поверхности ϕ , её температуру T , плотность и структуру расположения частиц твердого тела, их массы и энергии связи, концентрации частиц адсорбата, их массы, энергии связи и т.д. падает поток бомбардирующих частиц с полной интенсивностью I_1 , характеризуемый функцией распределения $f_1(X_1)$ по множеству параметров X_1 , включающему массы этих частиц, конфигурации электронных оболочек, потенциалы ионизации, электронные средства, энергии и направления движения, зарядовые состояния и т.д. В результате осуществления процессов 3 и 4 формируется поток уходящих с поверхности распыленных частиц с полной интенсивностью I_2 , характеризуемый функцией распределения $f_2(X)$ по множеству параметров X , включающему энергии и направления движения распыленных частиц, их массы, энергии связи с поверхностью, электронные средства, зарядовые состояния и т.д. Одновременно с поверхности уходит поток отразившихся частиц с интенсивностью I_3 и функцией распределения $f_3(X)$, а также поток термически десорбированных частиц с интенсивностью I_4 и функцией распределения $f_4(X)$. Изменение состояния поверхности (значений параметров X_c) за счет бомбардировки и сопровождающих её процессов может сильно изменять эффективность рассматриваемых процессов.

Некоторое упрощение обеспечивает слабая зависимость процессов обмена импульсами от исходных и конечных зарядовых состояний взаимодействующих частиц, обусловленная быстрым установлением зарядового равновесия при интересующих нас энергиях. В этом приближении суммарные по зарядовым состояниям функции распределения распыленных и отразившихся частиц f_2^Σ и f_3^Σ можно связать с параметрами X_c и свойствами бомбардирующего пото-

ка через дифференциальные коэффициенты рассеяния и отражения

$$k_s \text{ и } k_r : \quad f_s^\Sigma(x) = \int k_s[x_c, x_i, x] \cdot f_i(x_i) \cdot dx_i ,$$
$$f_r^\Sigma(x) = \int k_r[x_c, x_i, x] \cdot f_i(x_i) \cdot dx_i$$

Менее детально рассеяние и отражение (рассеяние) характеризуют интегральные коэффициенты рассеяния $k_s = \frac{I_s}{I_i}$ и отражения $k_r = \frac{I_r}{I_i}$.

Имеется довольно много экспериментальных данных об отражении водородных частиц с начальными энергиями более 1 КэВ /26-32/. Для суждений об отражении частиц с меньшими энергиями приходится пользоваться результатами численного моделирования /33, 34/, которые в дальнейшем могут быть существенно детализованы, экстраполяцией экспериментальных данных о рассеянии частиц с большими энергиями и рассеянии частиц щелочных металлов /14, 35, 36/. Из имеющихся данных следует, что при удачном выборе потенциалов парного взаимодействия многократное рассеяние бомбардируемых частиц на свободных частицах мишени с учетом потерь энергии может адекватно моделировать отражение частиц от твердого тела /37-39/.

Интегральные коэффициенты отражения k_r увеличиваются с уменьшением начальной энергии из-за уменьшения глубины проникновения в мишень и уменьшения потерь энергии. По этим же причинам k_r больше для мишеней из частиц с большей массой и с более плотной упаковкой, а также при отклонении направления движения первичных частиц от нормали. В монокристаллах могут проявляться эффекты каналирования. По расчетным данным /33/ от медной мишени должно отражаться до 30% падающих по нормали атомов водорода с энергией 500 эВ, а при уменьшении энергии до 50 эВ вероятность отражения должна увеличиваться до 60%. По данным работы /34/ коэффициент отражения от молибдена при малых энергиях на 10 + 20% больше, чем от меди, а от углерода меньше чем от меди в 3-4 раза. Коэффициенты отражения увеличиваются до $k_r > 0,8 + 0,9$ при бомбардировке под углами к нормали $\theta > 60^\circ + 80^\circ$. Максимальные энергии отраженных частиц определяются закономерностями парных столкновений и при больших массах частиц мишени близки к начальным /14, 33/. Функции распределения отраженных частиц по энергиям имеют максимумы при больших энергиях, так что малыми

энергиями обладает лишь малая доля отраженных частиц. При бомбардировке частицами с энергией меньше 10 эВ отражение может лимитироваться приповерхностным потенциальным барьером, так что может проявляться зависимость от конечных зарядовых состояний /14/. Молекулярные частицы при столкновении с поверхностью диссоциируют на атомарные.

Из-за адсорбции водорода коэффициент отражения должен уменьшаться, но при этом должен увеличиваться коэффициент рассеяния водорода из адсорбата k_s . К сожалению, данные о рассеянии водорода из адсорбата очень скудны. В принципе, рассеяние за счет последовательности парных столкновений можно исследовать численным моделированием. Сложнее обстоит дело с рассеянием за счет коллективных эффектов. Из-за трудностей с регистрацией медленных атомов водорода надежных данных о рассеянии водорода из адсорбата пока что нет. Данные о рассеянии щелочных металлов из адсорбата на тугоплавких подложках /14/ показывают, что коэффициенты рассеяния из адсорбата могут быть высокими ($k_s \sim 0,3 + 0,6$) даже при очень малых концентрациях этих частиц в конденсированной фазе.

По этим данным вероятность рассеяния из адсорбата увеличивается при уменьшении энергии бомбардируемых частиц до десятков эВ. Функции распределения рассеянных частиц щелочных металлов имеют максимумы при энергиях в несколько эВ и существенно уменьшаются лишь при энергиях в десятки эВ. Максимальные энергии рассеянных частиц адсорбата и положения максимумов пропорциональны энергиям связи частиц мишени, но слабо зависят от энергии и типа бомбардируемых частиц. Доля медленных частиц в этих спектрах мала /14/.

Высокая вероятность десорбции щелочных металлов может обеспечиваться за счет инициирования неравновесных колебаний приповерхностных частиц мишени ударами бомбардируемых частиц. Из-за значительного различия масс водорода и частиц мишени доминирование этого механизма в рассеянии водорода вызывает сомнения, но нет и данных, его исключавших. Может оказаться, что уменьшение энергий бомбардируемых частиц благоприятствует и отражению и рассеянию водорода из адсорбата. В связи с этим бомбардировка молекулярными частицами может оказаться эффективней во много

раз. Не вызывает сомнения, что при высоких концентрациях водорода в адсорбате интенсивность распыленных потоков с надтепловыми скоростями будет высокой, а роль распыления в образовании ионов H^- значительной. Ориентиром могут служить данные работы /40/, в которой для коэффициента распыления водорода из адсорбата в виде ионов H^- при бомбардировке ионами цезия с энергией $I_{\pm 3}$ КэВ получены значения $K_s^- \approx 0,8$. В исследованиях /41/ зарегистрированы высокие значения коэффициентов распыления водорода из адсорбата на охлажденных поверхностях ($K_s^- \approx 10^2$), но нет экспериментальных данных об энергиях распыленных частиц.

Интенсивности потоков термически десорбированных частиц, пропорциональные поверхностным концентрациям частиц N в адсорбате, зависят от температуры поверхности T и энергии связи частиц с поверхностью 1_1 в соответствии с формулой Френкеля /42,43/:

$$I_T = \sum N_i \cdot \tau_0^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{1_1}{T}\right)$$

где τ_0 — характерное время порядка периода колебаний атомов. Энергии связи 1_1 зависят от многих факторов. При малых концентрациях водорода на поверхностях тугоплавких металлов $1_1 \sim 1 \text{ эВ}$, в том числе и в присутствии цезия /44,45/, но при высоких концентрациях водорода энергии связи сильно уменьшаются. Испаренные частицы имеют максвелловские распределения по скоростям.

Распыление, отражение, испарение определяют и кинетику адсорбции-десорбции цезия, используемого в ППИ для уменьшения работы выхода электродов.

Законмерности захвата электронов на уровне электронного средства испаренных, распыленных и отразившихся частиц

В полных потоках распыленных, отразившихся и испаренных частиц содержится интересующие нас потоки отрицательных ионов I_s^- , I_r^- , I_t^- , образованных за счет этих процессов. Эффективность образования отрицательных ионов за счет электронного обмена между частицами и твердым телом (процесс 4) характеризуется соответствующими коэффициентами ионизации:

$$\beta_s^- = \frac{I_s^-}{I_s^+}, \quad \beta_r^- = \frac{I_r^-}{I_r^+}, \quad \beta_t^- = \frac{I_t^-}{I_t^+}, \quad \beta^- = \frac{I_s^- + I_r^- + I_t^-}{I_s^+ + I_r^+ + I_t^+} = \frac{I^-}{I^+},$$

а полная эффективность образования отрицательных ионов в процессах 3,4 характеризуется коэффициентами эмиссии отрицательных ионов за счет этих процессов:

$$K_s^- = \frac{I_s^-}{I_1^+}, \quad K_r^- = \frac{I_r^-}{I_1^+}, \quad K^- = \frac{I_s^- + I_r^- + I_t^-}{I_1^+} = \frac{I^-}{I_1^+}$$

Коэффициент ионизации потоков, обусловленных термодесорбцией, можно оценить по известному соотношению Саха-Ленгмюра /46/. Степень ионизации

$$\alpha_T^- = \frac{\beta_T^-}{1 - \beta_T^-} = A_- \cdot \exp\left(\frac{\epsilon - \phi}{T}\right),$$

где A_- — отношение статистического веса отрицательного иона Q_- к статистическому весу нейтральных частиц Q_0 (для атомов с одним валентным электроном $Q_0 = 2$, $Q_- = 1$). Эффективное образование ионов H^- за счет термодесорбции возможно лишь при очень малой работе выхода ϕ , сравнимой с электронным средством $\epsilon = 0,75 \text{ эВ}$. В присутствии сильного электрического поля E у поверхности высота приповерхностных барьеров для заряженных частиц уменьшается на $\Delta\phi = e\sqrt{1/2}E$ ($\Delta\phi = 0,38 \text{ эВ}$ при $E = 10^6 \text{ В/см}$) /46/. При отборе из плазмы на электрод с отрицательным потенциалом ϕ тока ионов H^+ с плотностью тока 100 А/см^2 средняя напряженность электрического поля на электроде $\sim 10^5 \text{ в/см}$ при разности потенциалов между плазмой и электродом 10^2 В . Соответствующая величина $\Delta\phi \lesssim 0,1 \text{ эВ}$ может сильно повлиять на образование ионов H^- при реально достижимых значениях $\phi \sim 1 \text{ эВ}$. В условиях обычных плазменных источников ($\phi \approx 4 \text{ эВ}$, $T \sim 0,05 \text{ эВ}$) коэффициенты ионизации испаренных потоков ничтожны ($\alpha_T^- \sim 10^{-30}$).

В экспериментах $A_{\text{пот}} / 10^{-12}$ при бомбардировке поверхности металлов ионами водорода с энергией $\sim 100 \text{ эВ}$ была обнаружена эмиссия распыленных и отразившихся ионов H^- с суммарным коэффициентом эмиссии $K^- \sim 10^{-4}$. Последующие исследования /47-49/ подтвердили, что эмиссия медленных ионов H^- обусловлена распылением из адсорбата, удаляющегося с поверхности при $T > 1000^\circ \text{ К}$, а эмиссия быстрых ионов H^- , независимая от температуры, обусловлена отражением бомбардирующих частиц. И в этих эксперимен-

тах были зарегистрированы значения $K^- \sim 10^{-4}$, из которых следует оценка $\beta^- \sim 10^{-3} + 10^{-4}$. В работах /13-15/ было обнаружено, что вторичная эмиссия отрицательных ионов увеличивается при уменьшении работы выхода. Надежных данных о достижимых коэффициентах ионизации вторичных потоков водорода при малых работах выхода нет до сих пор. Из имеющихся данных для β^- в таких условиях следовали оценки $\beta^- \sim 10^{-2} + 10^{-3}$, на много порядков превышающие оценки по формуле Саха-Ленгмюра, но все еще недостаточные для эффективной генерации ионов H^- .

Длительное время не удавалось объяснить значительное превышение коэффициентов ионизации потоков распыленных и отразившихся частиц над коэффициентами ионизации термических потоков. Единственным теоретическим ориентиром для суждений о возможных значениях β_s^- и β_x^- служила формула Добрецова /50,46/

$$\alpha_{\max}^- = \frac{\beta_{\max}^-}{1 - \beta_{\max}^-} = A_- \cdot \exp \left(\frac{S(X_{kr}) - \phi}{T} \right),$$

но фигурирующие в этом выражении критическое расстояние перезарядки X_{kr} и электронное средство на критическом расстоянии $S(X_{kr})$ не выражались через удобные характеристики пары поверхность - частица.

Отсутствие методов предсказания возможной эффективности образования ионов H^- при взаимодействии частиц с поверхностью - одна из причин, из-за которых эти процессы не учитывались при исследовании образования отрицательных ионов в газовых разрядах и при разработке методов получения интенсивных пучков ионов H^- .

По нашему мнению на сегодня наиболее адекватно образование отрицательных ионов за счет захвата электронов из твердого тела на уровне электронного средства распыленных и отразившихся частиц описывают представления, развитые в последнее время в работах М.Е.Клиниевского /51,52/, Л.М.Клиниевского /53,54/, Р.К.Јанев /55,56/. От предшествовавших рассмотрений электронного обмена между частицами и твердым телом эти работы отличаются учетом понижения уровня электронного средства частицы относительно уровня Ферми за счет поляризационного взаимодействия частицы с твердым телом. Положение уровня электронного средства относительно границы непрерывного спектра $S(X)$ в

зависимости от расстояния X частицы от поверхности аппроксимировалось соотношением:

$$S(X) = S + \frac{e^2}{4X}$$

Если работа выхода поверхности ϕ превышает электронное средство свободной частицы S не очень сильно, то в доступной для частицы области $X < X_0 = \frac{e^2}{4(\phi - S)}$ уровень электронного средства окажется ниже уровня Ферми металла и будет с высокой вероятностью занят электроном в соответствии с термодинамически равновесным распределением Ферми. Заметим, что при $(\phi - S) \sim 1 \text{ эВ}$, $X_0 \approx 7a_0$ (a_0 - радиус Бора). Если частица, попавшая в область $X < X_0$, приобретает импульс, инициирующий её удаление от поверхности (за счет рассеяния или столкновения с бомбардирующей частицей), то с некоторой вероятностью β_- она может выйти за приповерхностный барьер в виде свободного отрицательного иона. Электроны с уровня электронного средства могут переходить обратно в твердое тело лишь в области $X > X_0$, в которой уровень электронного средства оказывается выше уровня Ферми. При небольших скоростях удаления частиц от поверхности V_{\perp} , меньших скорости электронов на уровне Ферми V_F , вероятности ухода частиц без нейтрализации $\beta^-(\phi, S, V_{\perp})$ (дифференциальные коэффициенты отрицательной ионизации) можно выразить через скорость нейтрализации W покоящихся отрицательных ионов, находящихся на расстоянии X от поверхности:

$$\beta^-(X_c, X) = \exp \left[- \int_{X_c}^X \frac{w(x) \cdot dx}{V_{\perp}} \right]$$

Поскольку процессы электронного обмена не зависят от механизма передачи кинетической энергии удаляющимся частицам, функции распределения отрицательных ионов $f^-(X)$ можно выразить через суммарные по зарядовым состояниям функции распределения удаляющихся частиц $f^{\Sigma}(X)$ и дифференциальные коэффициенты ионизации $\beta^-(X_c, X)$:

$$f_s^-(X) = \beta^-(X_c, X) \cdot f_s^{\Sigma}(X)$$

$$f_x^-(X) = \beta^-(X_c, X) \cdot f_x^{\Sigma}(X)$$

Зависимости дифференциальных коэффициентов ионизации водорода ($S = 0,75 \text{ эВ}$) от работы выхода поверхности ϕ и скорости удаления частиц от поверхности V_{\perp} , вычисленные М.Е.Клиниевским в работе /52/, показаны на рис.1. Из расчетов следует, что вероятности ухода быстрых частиц с поверхности в виде отрица-

тельных ионов должны быть высокими даже при $\phi - S > T$ и от температуры твердого тела не зависят. При этом энергия $\Delta E = \phi - S$, необходимая для перевода электрона из зоны проводимости на уровень электронного средства свободной частицы, заимствуется из кинетической энергии удаляющейся частицы (в области $X > X_0$ на отрицательный ион действует поляризационные силы притяжения, так что для его удаления необходима энергия, превышающая энергию связи нейтральной частицы на $\Delta E = (\phi - S)$). Аналогичная ситуация реализуется в атомных столкновениях при захвате связанных электронов на уровни с меньшей энергией связи. Таким образом вторичную эмиссию отрицательных ионов можно рассматривать как своеобразную перезарядку на твердом теле. Коэффициенты ионизации термических потоков при $\phi - S > T$ оказываются малыми из-за экспоненциально малого количества частиц с кинетической энергией, большей $(\phi - S) / 52,54$.

Важнейшим резервом увеличения эффективности образования ионов H^- является уменьшение работы выхода. Качественный анализ /52/ показывает, что при концентрациях цезия на поверхности, близких к оптимальным, образование ионов H^- должно происходить так же, как на однородных поверхностях с соответствующими работами выхода. При $\phi = 1,5-1,6$ эВ, обеспечиваемой за счет адсорбции цезия на тупоугольных металлах можно рассчитывать на получение $\beta^- = 0,5 \pm 0,6$ при $\langle v_1 \rangle = 5$ эВ^{1/2}, а при $\phi = 1,2$ эВ, достижимой при адсорбции цезия в присутствии электроотрицательных добавок, $\beta^- = 0,8 \pm 0,9$. Дальнейшее уменьшение работы выхода до $\phi < 1$ эВ обеспечивало бы эффективное образование ионов H^- из медленных частиц с $\langle v_1 \rangle \geq 1$ эВ^{1/2}.

Hiskes /57,58/ оценил минимальные кинетические энергии удаления, необходимые для образования ионов H^- через промежуточные состояния молекул CsH и CsH^- при "тесных" взаимодействиях водорода с адсорбированными атомами цезия. Вероятности образования ионов H^- за счет этого процесса не вычислялись. Предполагается, что вероятность образования ионов H^- за счет рассматриваемого им процесса должна быть малой по сравнению с эффектом, обусловленным коллективным действием слоев адсорбированного цезия и рассмотренным М.Е.Клиниевским /52/.

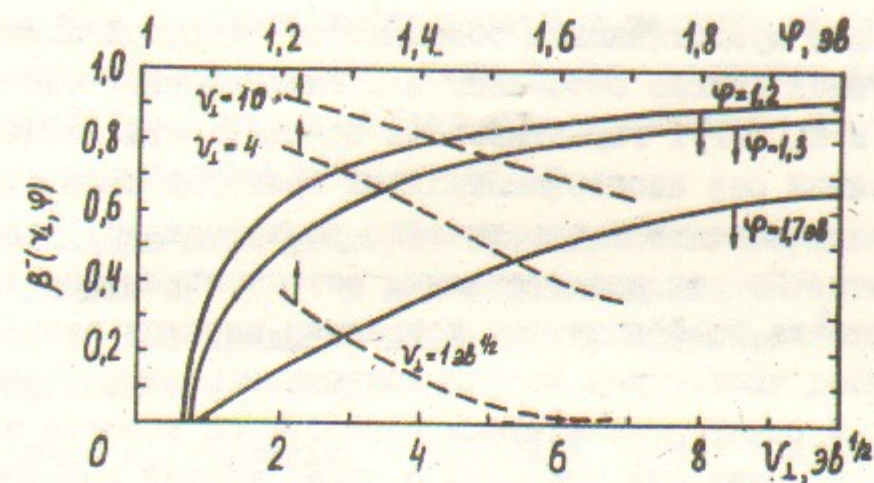


Рис.1. Расчетные зависимости дифференциального коэффициента ионизации водорода β^- от скоростей удаления частиц от поверхности v_1 при фиксированных значениях работы выхода ϕ (сплошные кривые) и от работы выхода ϕ при фиксированных скоростях удаления v_1 (пунктир) /52/

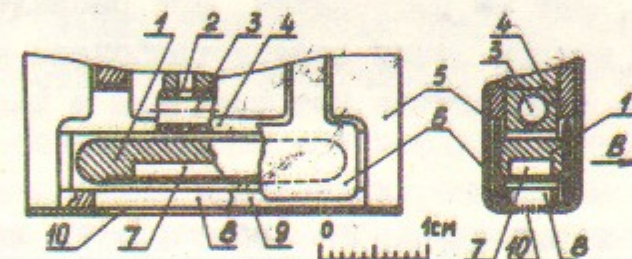


Рис.2. Схема ПИИ с планетронной конфигурацией электродов газоразрядной ячейки. 1 - центральная пластина катода; 2 - канал для подачи водорода; 3 - полость для цезия в анодном выступе, 4 - верхний анодный выступ, 5 - корпус газоразрядной ячейки, 6 - боковые нитки катода, 7 - полость для цезия в катоде, 8 - вставка для пропуска ионов H^- к эмиссионной щели, 9 - стенки нижнего анодного выступа, 10 - секционированная эмиссионная щель.

Рассмотренные представления основаны на глубокой схематизации, игнорирующей многие особенности взаимодействия частиц с твердым телом, и не могут гарантировать правильности количественных предсказаний без экспериментальной проверки выполнения существенных предположений в чрезвычайно разнообразных условиях на поверхности. Но эти представления естественным образом объясняют превышение коэффициентов ионизации потоков распыленных и отразившихся частиц над коэффициентами ионизации термических потоков. С этими результатами согласуются высокие значения коэффициентов ионизации уходящих с поверхностей потоков быстрых водородных частиц. При бомбардировке поверхностей с $\Phi \sim 4 + 4,5$ эВ протонами под скользящими углами регистрируются значения β^- до $2 + 6 \cdot 10^{-2}$ /26,29/, а при бомбардировке твердых пленок протонами на прострел получены β^- до $0,1 + 0,2$ /59,60/. Зависимость β^- от состояния поверхности отмечена давно, но аналогичные эксперименты с покрытиями, радикально уменьшающими работу выхода, еще не поставлены. При распылении адсорбата водорода и цезия ионами цезия зарегистрирована эмиссия ионов H^- с $K^- \sim 0,8$, но в этом случае нет сведений о значениях β^- /40/.

Экспериментальные исследования образования ионов H^- в поверхностно-плазменных источниках

Обеспечение высокой эффективности образования ионов H^- в единичных актах бомбардировки не может гарантировать эффективного образования интенсивных потоков ионов H^- . Во вторично-эмиссионных источниках интенсивности получаемых потоков отрицательных ионов, как правило, при увеличении интенсивности бомбардировки проходят через максимумы с невысокими значениями тока отрицательных ионов /16/. К счастью, оказалось, что в условиях ПИИ высокую эффективность образования ионов H^- можно обеспечить и сохранить при высоких интенсивностях потоков бомбардирующих частиц.

Объединение имеющихся данных о закономерностях отражения, распыления из адсорбата и закономерностей захвата электронов на уровне электронного сродства распыленных и отразившихся частиц водорода позволяет надеяться на обеспечение значений $K^- \sim 0,5 + 1$

при энергиях бомбардирующих частиц в десятки эВ. Обеспечение образования ионов H^- из потоков более медленных частиц за счет дальнейшего уменьшения работы выхода остается многообещающим и пока что неиспользованным резервом.

Благодаря этим факторам эффективность образования интенсивных пучков ионов H^- в ПИИ может быть значительно более высокой, чем в перезарядных, плазменных, вторично-эмиссионных и термоэмиссионных источниках.

Оценки получавшихся значений K^- в ПИИ с планетронной конфигурацией, показанной на рис.2, обсуждались в работе /61/. При разных напряжениях разряда U_p , соответствующих разным подачам цезия, и его концентрациям N на электродах, регистрировались эмиссионные плотности тока ионов H^- в эмиссионной цепи j_- и ток разряда I_p . Оценивались отношения $\mu = j_- / j_p$, в которых за j_p принимались отношения тока разряда к площади катода. Значения μ , соответствующие оптимальным условиям образования ионов H^- при разных напряжениях разряда приведены на рис.3. Для оценки плотности тока положительных ионов на катод $j_+ = \frac{j_p}{1 + \gamma + K^-}$ калориметрическим методом оценивались значения эффективного коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ при разных напряжениях разрядов в газо-разрядной ячейке с пеннинговской геометрией, показанной на рис.4. По средним значениям мощностей W_k и W_a , уносимых охлаждающим воздухом с катода и анода определялись их отношения $\alpha = W_k / W_a$. При увеличении подачи цезия напряжение разряда уменьшается от $U_p \sim 400 + 500$ В (при $N < 10^{-14} \text{ см}^{-2}$) до $U_p = 100$ В (повидимому, при $N \sim 2 + 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2}$), μ увеличивалось от 0,01 до 0,12, а α уменьшалось от $6 + 6,5$ до $2,5 + 3$. Задаваясь определенными значениями энергии P , поступающей на катод вместе с положительным ионом за счет его нейтрализации, потока фотонов, возбужденных атомов и т.д., величину γ можно оценить по формуле: $\gamma = \frac{1}{\alpha} + \frac{P}{eU_p} \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)$

Для $P \sim 30$ эВ получаются оценки: $\gamma \sim 0,2$ при $U_p = 400$ В и $\gamma \sim 0,8 + 1$ при $U_p = 100$ В. Этим значениям соответствуют $K_{\min}^- \sim 10^{-2}$ ($U_p = 400$ В) $K_{\max}^- = 0,25$ (при $U_p = 100$ В). Непределенность значений P при малых U_p переносится на калориметрические оценки γ . Более корректные при малых напряжениях

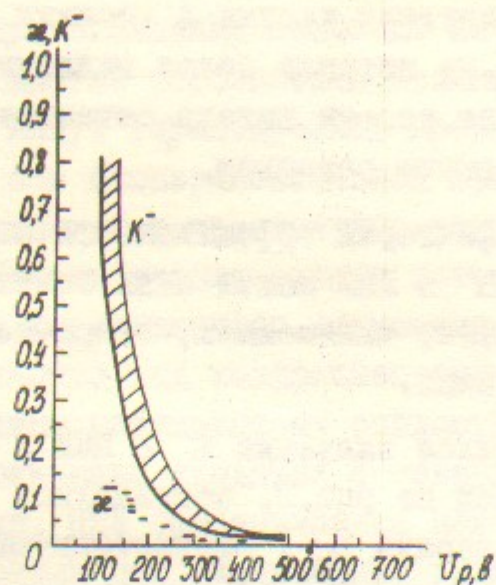


Рис. 3. Отношения эмиссионных плотностей тока отрицательных ионов водорода j_- к плотности тока разряда j_p в ШИ по рис. 2 ($\alpha = j_-/j_p$) и оценочные значения коэффициента вторичной эмиссии отрицательных ионов водорода $K^- = j_-/j_p$ при разных напряжениях разряда U_p (разных концентрациях цезия).

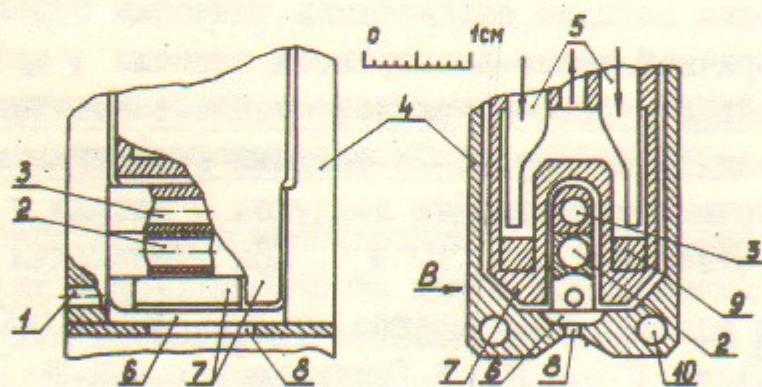


Рис. 4. Схема ШИ с пеннинговской конфигурацией электродов газоразрядной ячейки. 1 - канал для подачи водорода, 2 - полость для цезия в аноде, 3 - охлаждение анода, 4 - корпус газоразрядной ячейки, 5 - охлаждение катода, 6 - анодная вставка, 7 - катод, 8 - эмиссионная щель, 9 - магнитные вставки для обеспечения минимума В; 10 - охлаждение анода.

разряда оценки γ , основанные на измерении потока положительных ионов, ускоренных прикатодным падением напряжения и выходящих через узкую щель в катоде пеннинговской ячейки (рис. 5), показали, что при оптимальных подтягах цезия ($U_p \sim 100B$) значения отношения j_p/j_+ , показанные на рис. 6, увеличиваются до $7 \div 8/68/$. Из этих данных для максимального значения $K^- = \frac{j_-}{j_+}$ следует оценка $K^-_{max} = \alpha_{max} \cdot (1 + \gamma + K^-)_{max} \approx 0,6 \div 0,8$ (рис. 3).

При определении значений α разрушение ионов H^+ на ионах и электронах плазмы при движении от катода планетрона к эмиссионной щели устранялось за счет проведения измерений при малых токах разряда и контролировалось по линейности зависимости тока ионов H^+ от тока разряда. Но при этом остается неизвестным коэффициент ослабления потока ионов H^+ за счет разрушения на газе, так что регистрируемые плотности тока ионов H^+ в эмиссионной щели могут быть меньше плотностей тока ионов H^+ с катода. С другой стороны, при определении K^- принималось, что эмиссия ионов H^+ обусловлена бомбардировкой катода положительными ионами, а на самом деле в рассматриваемых условиях электроды бомбардируются и значительным потоком нейтральных частиц.

Как отмечалось выше, в виде ионов H^+ уходит лишь часть отразившихся и распыленных частиц, а остальные уходят с поверхности в виде быстрых нейтральных частиц, которые при следующих столкновениях с поверхностью могут снова вызывать эмиссию отрицательных ионов. При высоких плотностях плазмы время замедления этих частиц за счет столкновений с электродами может оказаться сравнимым со временем их жизни до ионизации. В этом случае быстрыми могут стать почти все нейтральные и заряженные частицы плазмы. В быстрые нейтральные частицы превращаются и разрывившиеся в плазме ионы H^+ . Присутствие значительного количества быстрых частиц с распределением по скоростям, простирающимся до энергий $\sim 0,5 eU_p$, подтверждено экспериментально в работе /62/ при спектроскопических исследованиях разрядов в планетроне. Приведенные оценки дают эффективное значение K^- , отнесенное к потоку ионов, но обусловленное суммарным потоком и ионов, и нейтральных частиц. В рабочем диапазоне изменения тока разряда доля протонов в токе ионов на катод планетрона увеличивается с 0,3 при малых токах разряда до $0,7 \div 0,8$ при больших токах разряда, доля ионов H_2^+

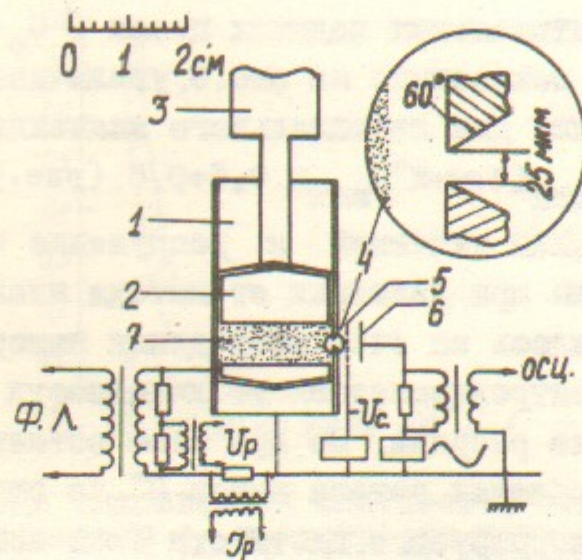


Рис. 5. Схема определения отношения плотности тока разряда на катод j_p к плотности тока положительных ионов на катод j_+ .

1 - корпус газоразрядной ячейки с пеннинговской конфигурацией электродов, 2 - анод, 3 - дозатор водорода, 4 - узкая щель в катоде для пропускания ионов, 5 - анализирующая сетка, 6 - коллектор, 7 - газоразрядная плазма.

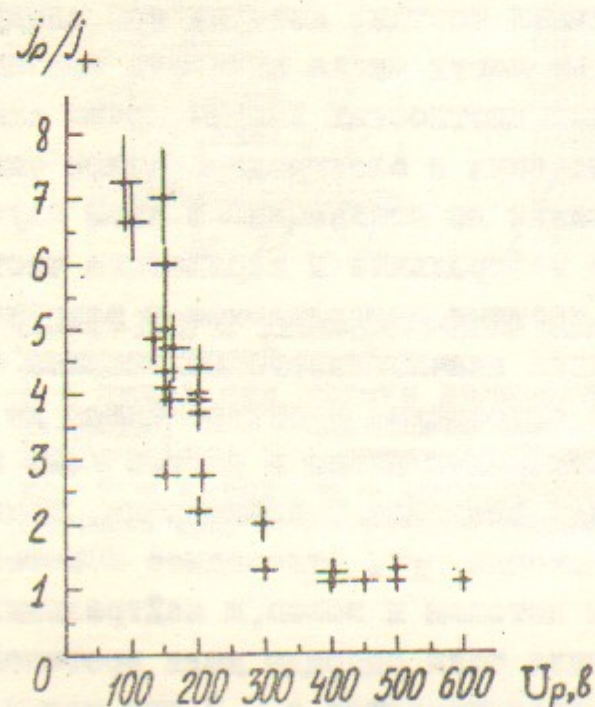


Рис. 6. Отношение плотности тока разряда j_p к плотности тока положительных ионов на катод j_+ при разных напряжениях разряда U_p .

уменьшается с 0,3 до 0,2 + 0,15, а доля H_3^+ с 0,3 до 0,1. Эффективность образования ионов H^- должна быть более высокой при бомбардировке молекулярными частицами. Возможно, что уменьшение скорости роста тока пучка ионов H^- с увеличением тока разряда обусловлено не только разрушением ионов H^- в плазме, но и увеличением степени диссоциации водорода в разряде. При исследовании энергетических спектров ионов H^- , извлеченных из разрядов в планетроне, была обнаружена группа ионов, ускоренных прикатодным падением потенциала, что однозначно свидетельствует об их эмиссии с катода [8]. При увеличении эффективной толщины слоя плазмы между катодом и эмиссионной щелью поток ионов H^- с катода должен экспоненциально уменьшаться. Максимальный ток пучков ионов H^- из источников с большими зазорами между поверхностью катода и эмиссионной щелью меньше, чем из источников с минимальными зазорами, но величина тока пучка остается значительной при параметрах разряда, исключающих попадание ионов H^- с катода в эмиссионную щель. В ПНИ с пеннинговской конфигурацией ячейки ток пучка ионов H^- увеличивается практически линейно до плотностей тока разряда $\sim 600 \text{ A/cm}^2$, исключающих извлечение ионов H^- , образовавшихся на катоде. Эти закономерности можно объяснить эффективным образованием ионов H^- за счет бомбардировки поверхности анода, прилегающей к эмиссионной щели, быстрыми нейтральными частицами. В определенных условиях этот процесс может обеспечить в принципе более эффективное образование ионов H^- на катоде. Отношение плотности тока ионов H^- к току разряда в планетронах с малым зазором между центральной пластиной катода и эмиссионной щелью практически всегда увеличивалось с уменьшением напряжения на разряде, тогда как в источниках с пеннинговским разрядом это отношение иногда оказывается большим при увеличенных U_p . При специальной оптимизации интенсивные пучки ионов H^- можно получать за счет эмиссии с поверхности анода и стенок эмиссионных щелей.

Цезий в поверхностно-плазменных источниках

В ПНИ уменьшение работы выхода электродов, оказывающее решающее влияние на эффективность образования ионов H^- , обеспечивается за счет адсорбции цезия, подаваемого в газоразрядную ячейку. Закономерности адсорбции-десорбции цезия и его вы-

носа через эмиссионную щель определяют генерацию ионов H^+ и возможности практических применений ШИИ. Данные о влиянии цезия на работу выхода тугоплавких металлов систематизированы в обзорных работах по термоэмиссионным преобразователям /43/. При адсорбции цезия работа выхода тугоплавких металлов (W, Mo, Ta) уменьшается почти линейно от значений $\phi \sim 4+5$ эВ до минимальных значений $\phi_{min} \sim 1,5 + 1,6$ эВ при поверхностной концентрации цезия $N_{opt} \approx 2 + 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и далее увеличивается до $\phi \sim 2$ эВ при $N > 5 + 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Работа выхода фторированных или окисленных поверхностей может уменьшаться до $\phi_{min} \sim 1,1 + 1,2$ эВ при $N_{opt} \approx 1 + 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

В равновесных условиях термоэмиссионных преобразователей оптимальная концентрация цезия на электродах с температурой T поддерживается при температуре резервуара с металлическим цезием $T_r \approx 0,5 T$ /43/.

В ШИИ поведение цезия осложняется распылением, ионизацией, выносом через эмиссионную щель и т.д. Вынос цезия через эмиссионную щель компенсируется подачей цезия из специальных резервуаров. В разработанные ШИИ цезий подается при восстановлении из цезийсодержащих веществ или испарении из ампул с металлическим цезием, помещаемых в полости электродов газоразрядной ячейки или в специальные контейнеры с независимым подогревом. С увеличением температуры электродов поток цезия, необходимый для эффективной генерации ионов H^+ , быстро увеличивается из-за уменьшения времени жизни цезия на электродах $\tau = \tau_0 \exp(-1/T)$ где 1 — энергия связи атомов с поверхностью. С увеличением поверхностной концентрации цезия энергия связи монотонно уменьшается от $1 \approx 3$ эВ при $N < 10^{14} \text{ см}^{-2}$ до $1 \approx 1,5 + 2$ эВ при $N \approx N_{opt}$ и далее до $1 < 1$ эВ при $N > 5+6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В ШИИ с выделением цезия за счет нагрева электродов в разряде при увеличении температуры электродов подача цезия в ячейку форсируется автоматически, так что эффективная генерация ионов H^+ обеспечивается при изменении температуры электродов T в широком диапазоне. Регулируемое охлаждение электродов позволяет значительно уменьшить расход цезия, но при этом приходится использовать регулируемую подачу цезия. Измерения потока цезия через эмиссионную щель показали, что поток цезия из ШИИ во время горения разряда очень мал, но резко увеличивается после погас-

ния разряда /63/.

Изменение потока цезия во времени иллюстрирует осциллограмма рис.7. Выносу цезия во время разряда препятствует его быстрая ионизация в разряде. Вытягивающее напряжение препятствует выходу ионов цезия через эмиссионную щель. Благодаря преобладанию полевого механизма переноса электронов поперек магнитного поля ионы цезия должны эффективно транспортироваться к электродам с отрицательным потенциалом. Цезий, десорбируемый с этих электродов, быстро ионизируется и возвращается обратно. Резкое увеличение потока цезия обусловлено свободным выходом нейтрального цезия, оказывающегося в объеме после прекращения разряда, а постепенное уменьшение потока — адсорбцией цезия на охлаждающихся электродах. Увеличение поверхностной концентрации цезия увеличивает коэффициент вторичной эмиссии и уменьшает напряжение разряда. Уменьшение распыления и термической десорбции из-за уменьшения энергии бомбардируемых частиц способствует дальнейшему увеличению поверхностной концентрации цезия. При достаточном потоке цезия за счет такой обратной связи напряжение на разряде лавинообразно уменьшается до минимального значения $U_p \sim 100$ В, соответствующего максимальному коэффициенту электронной эмиссии при минимальной работе выхода /64,65/. Уменьшение энергии связи при увеличении концентрации ограничивает накопление излишков цезия. Из этих рассуждений следует, что устойчивы должны быть концентрации цезия, несколько большие оптимальных. Можно надеяться, что при охлаждении электродов оптимальные концентрации цезия будут удерживаться и в сильноточных стационарных разрядах.

В ШИИ для ускорителей /2I,63/ пучки ионов H^+ с током $0,1A$, частотой следования 100 Гц, длительностью 250 мксек генерируются при среднем расходе цезия $\langle q \rangle \approx 10^{-3}$ г/час $\approx 10^{15}$ част/сек. В этих источниках средний поток ионов H^+ превышает средний поток атомов цезия в 10 раз, а отношение интенсивностей этих потоков во время горения разряда превышает $10^3 + 10^4$. Оказалось, что ионы H^+ эффективно генерируются ШИИ при низких требованиях к вакуумным условиям. Фактически, в условиях ШИИ цезий аккумулируется на стенках газоразрядной ячейки в виде соединений (оксидов, гидратов и т.д.), так что поток цезия из источника в промежутки между импульсами разряда оказывается небольшим и при

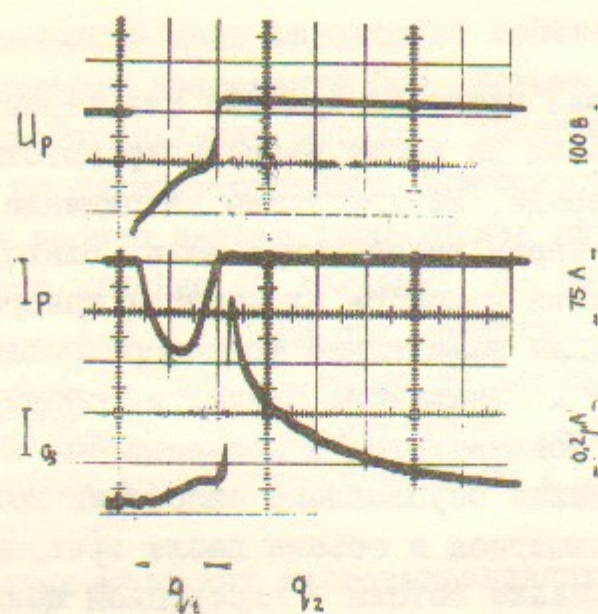


Рис.7. Изменение во времени напряжения разряда U_p , тока разряда I_p и потока цезия I_{cs} (тока с поверхностного ионизатора на коллектор масс-спектрометра) по горизонтали 0,5 мсек на большое деление.

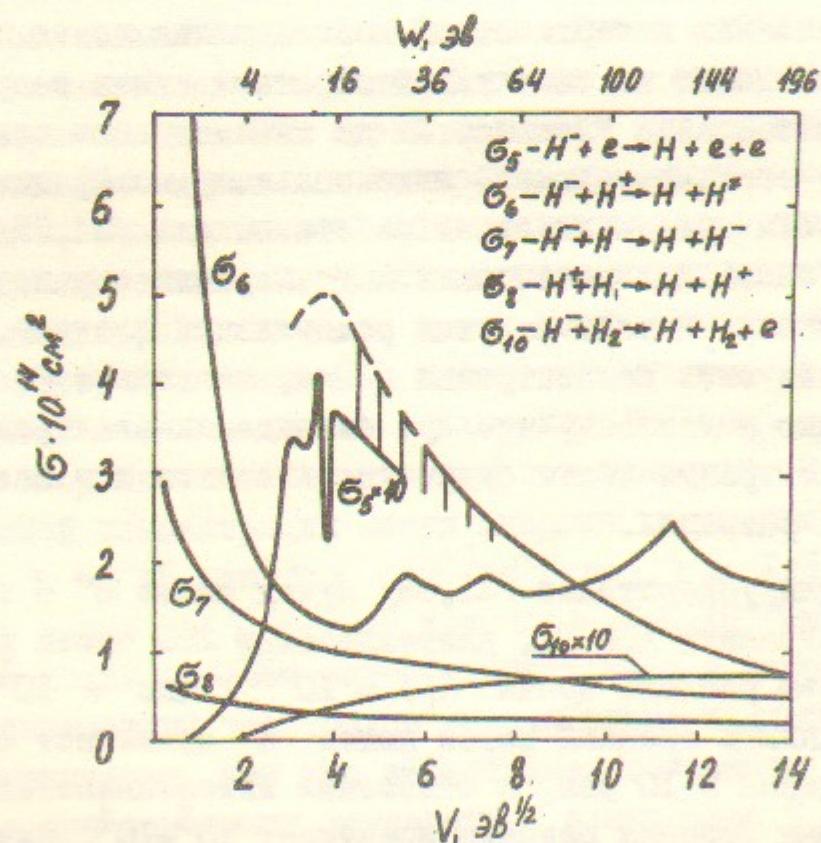


Рис.8. Сечения разрушения ионов H^- в водородной плазме.

повышенных температурах корпуса газоразрядной ячейки.

Известно, что бомбардировка поверхности вызывает необратимые изменения адсорбционных и эмиссионных свойств. Бомбардировка пучками ионов щелочных металлов сильно увеличивает коэффициент вторичной электронной эмиссии /66/. При бомбардировке металлов в атмосфере водорода и цезия ионами цезия значительный вначале коэффициент вторичной эмиссии ионов H^- быстро уменьшается до очень малых величин /40/. Медленное вращение бомбардируемого диска устраняет этот эффект, тогда как при быстром вращении он сохраняется. Пока что изменения свойств поверхности в условиях ШИ изучены очень слабо. Сохранение высокой эффективности образования ионов H^- при бомбардировке поверхности интенсивными потоками частиц из плазмы является фактом нетривиальным и очень важным. Можно надеяться, что углубленное изучение этого вопроса поможет увеличению эффективности образования ионов H^- , повышению стабильности и долговечности ШИ.

Пока что лучшие результаты получены с эмиттирующими электродами из молибдена. По ряду признаков представлялось предпочтительным использовать вольфрам, но многочисленные эксперименты не подтвердили этого предположения. Возможно, что из-за более рыхлой упаковки отражение водородных частиц от вольфрама ограничивается более глубоким проникновением в решетку. С эмиттерами из молибдена получаются меньшие потоки тяжелых отрицательных ионов (в основном ионов O^-).

Из-за того, что атомы молибдена легче атомов цезия, коэффициент отражения ускоренных ионов цезия от молибдена много меньше коэффициента отражения от других тугоплавких металлов /14/. Этот эффект способствует сохранению оптимальных концентраций цезия на молибденовом эмиттере при его интенсивной бомбардировке, так как ионизовавшийся в разряде и ускоренный к эмиттеру цезий лучше захватывается поверхностью молибдена.

Генерация и ускорение бомбардирующих частиц

Генерацию бомбардирующих частиц, их ускорение и транспортировку к бомбардируемой поверхности нужно организовать таким образом, чтобы эффективность образования ионов H^- за счет процессов 3,4 была максимальной, а разрушение ионов H^- при транспорти-

ровке к формирующей системе и в процессе формирования пучка было минимальным. Из предыдущего раздела следует, что эффективность отражения, а возможно и распыления химически адсорбированного водорода, должны быть максимальными при энергии бомбардирующих частиц в десятки-сотни электронвольт и увеличиваются с увеличением угла наклона траекторий к нормали. При значениях $K^- \approx 0,1 + I$ для получения потоков ионов H^+ с плотностью тока $j_- \approx I + 5 \text{ A/cm}^2$, практически предельной для электростатических систем формирования, необходимы потоки бомбардирующих частиц с плотностью $j_+ \approx I + 50 \text{ A/cm}^2$. На сегодня потоки частиц с такими параметрами можно получить лишь за счет ускорения в плазме или в приэлектродных слоях. В связи с этим плазменные процессы оказываются для ППИ столь же важными, как и процессы взаимодействия частиц с поверхностью.

Результативная эффективность получения пучков ионов H^+ существенно зависит от затрат энергии на образование первичных ионов в плазме P_1 , затрат на их ускорение до энергии E_1 , коэффициента K^- , коэффициента использования потока отрицательных ионов η , равного отношению тока ионов H^+ в пучке I^- к полному току ионов H^+ с эмиттирующего электрода $I_k^-(0)$. С учетом этих факторов энергетическая цена иона H^+ , включенного в пучок, P_- оценивается выражением:

$$P_- = \frac{P_1 + E}{K^- \cdot \eta}$$

Оптимизация этого соотношения является важнейшей задачей при разработке сильноточных источников ионов H^+ для инъекции атомов с энергиями более 100 КэВ в термоядерные устройства. В более слабых источниках для ускорителей на первый план выступают проблемы обеспечения максимальной яркости пучка, простоты конструкции, компактности и т.д.

Минимизация энергии P_1 , затрачиваемой в плазме для получения положительного иона, ускоряемого к эмиттирующему электроду, важна и для плазменных источников положительных ионов. При ионизации водорода быстрыми электронами с энергией $w_e > 10^2 \text{ эВ}$ и эффективном сборе образовавшихся ионов на эмиттирующий электрод можно рассчитывать на значения $P_1 < 10^2 \text{ эВ}$. При значительном преобладании электронов с энергиями $w_e < 30 + 50 \text{ эВ}$ их энер-

гия расходуется, в основном, на возбуждение нейтральных частиц и энергетическая цена ионов P_1 сильно возрастает. В разработанных вариантах ППИ водород ионизируется в разрядах с магнитным полем, препятствующим уходу на анод быстрых электронов, ускоренных прикатодным падением напряжения до энергии $w_e \approx eU_p = I + 5 \cdot 10^2 \text{ эВ}$. В разрядах с осцилляцией электронов время жизни электронов в колонне разряда сравнимо со временем их торможения до энергий максвеллизированных электронов. За счет торможения быстрых электронов при столкновениях с нейтральными частицами и электронами формируется функция распределения, слабо спадающая до энергий $w_e \sim eU_p$. При этом плотность быстрых электронов может быть сравнимой с плотностью максвеллизированных /67/. Из оценок, основанных на измерении эффективного значения $(\gamma + K^-)$ в /68/ следует, что энергетическая цена ионов, попадающих на катод пеннинговской газоразрядной ячейки, оказывается на уровне $P_1 \approx 100 \text{ эВ}$ при $U_p > 300 \text{ В}$ и увеличивается до $P_1 \sim 500 \text{ эВ}$ при уменьшении U_p до 100 В. В вариантах ППИ, с использованием одних и тех же электродов и для генерации плазмы, и для генерации ионов H^+ напряжение разряда определяется поверхностной концентрацией цезия, так что невозможна одновременная оптимизация значений E_1 и минимизация P_1 , не в ППИ с независимой генерацией плазмы уменьшение энергетической цены первичных ионов до $P_1 < 100 \text{ эВ}$ представляется вполне реальным.

Транспортировка ионов H^+ к формирующей системе

Коэффициент использования потока ионов H^+ , уходящего с эмиттирующего электрода определяется отношением площади эмиссионного отверстия S_e к площади эмиттирующего электрода S_c , и коэффициентом прохождения потока ионов H^+ от эмиттирующего электрода в пространство дрейфа пучка μ :

$$\eta = \frac{S_e}{S_c} \cdot \mu = \frac{I^-}{I_c}$$

В большинстве осуществленных вариантов ППИ площадь эмиссионного отверстия много меньше полной площади эмиттирующих электродов (катода планотрона и т.д.), так что при $S_e/S_c \approx 0,1$ энергетическая цена ионов H^+ оказывается на уровне $P_- \approx 10 + 20 \text{ КэВ}$ /3,4/. Однако в ППИ с полым катодом в поперечном магнитном поле, в кольцевых разрядах /18,25/, и особенно, в ППИ с

независимой генерацией плазмы отношение этих площадей можно довести до значений $S_e/S_c \sim 0,5+1$, так что обеспечение $P < 1+2$ КэВ реально при уже достигнутых эффективностях процессов $1+5$.

Коэффициент прохождения μ определяется разрушением ионов H^- при транспортировке от эмиттирующего электрода к формирующей системе и в процессе формирования пучка. Эти процессы определяют интенсивность пучков, генерируемых плазменными источниками ионов H^- , и рассмотрены в ряде обзорных работ [69,70]. В ШИ роль этих процессов ослабляется за счет уменьшения времени пребывания быстрых ионов H^- в плотной плазме. В ШИ первичные положительные ионы вытягиваются на эмиттирующую поверхность напряжением, приложенным между плазмой и эмиттирующим электродом. Этим же напряжением выходящие с поверхности ионы H^- ускоряются к формирующей системе до энергии $W > eU_p$. В таких условиях пространственный заряд ионов H^- не должен уменьшать эффективность их эмиссии с электрода до плотностей тока j_+ , сравнимых с плотностью тока первичных ионов j_1 (т.е. до $K^- \sim 1$). Для уменьшения разрушения ионов H^- при транспортировке к формирующей системе и при формировании пучка толщина слоя плазмы и газа на их пути (nd) должна быть по возможности малой. Первичные ионы должны генерироваться при малом зазоре d между эмиттером и формирующей системой и минимальной плотности водорода. Удачным оказалось использование планетарной конфигурации газоразрядной ячейки. В этом случае уменьшение зазора между центральной пластинкой катода (эмиттером) и эмиссионной целью ограничивается на уровне $d \sim 0,5$ мм величиной ларморовского радиуса электрона с энергией $W_e \sim eU_p \sim 100$ эВ. За счет хорошего удержания электронов магнитным полем в области осцилляций сильноточные разряды закидают при исходном давлении водорода $p_2 \sim 0,1 + 0,5$ тор даже с холодными катодами.

Оценки достижимой плотности потока ионов H^- и их разрушения в плазме приведены в работах [71,62]. Новые данные о коэффициенте эмиссии K^- и значениях $(\gamma + K^-)$ позволяют их уточнить. С поверхности эмиттирующего электрода, бомбардируемой потоком ионов с плотностью j_+ , уходит поток ионов H^- с плотностью тока

$$j_-(0) = K^- \cdot j_+$$

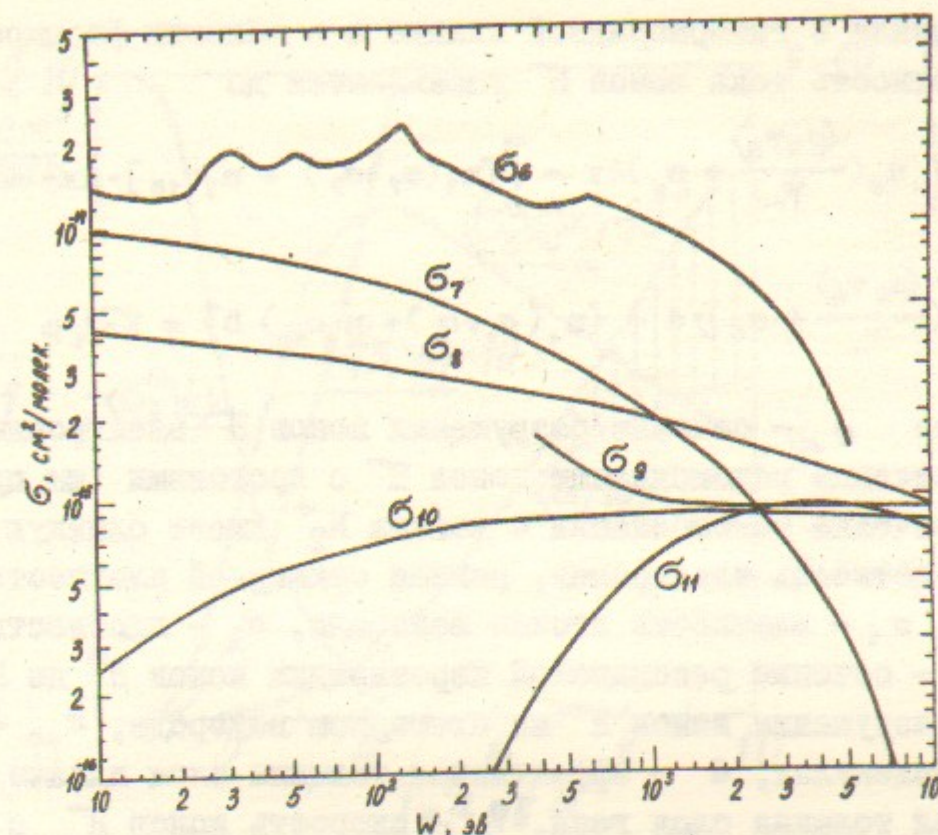


Рис. 9. Сечения разрушения ионов H^- в водородной плазме (σ_8 и σ_{11} - сечения перезарядки протонов на атомарном и молекулярном водороде).

За счет разрушения в газоразрядной плазме и в области формирования пучка плотность тока ионов H^- уменьшается до

$$j_- \approx K^- j_1 \exp\left\{-\int_0^d n_e \left(\frac{\langle \sigma_5 v_e \rangle}{v_-} + \sigma_6\right) dx - \int_0^{\infty} [n_1(\sigma_7 + \sigma_9) + n_2 \sigma_{10}] \cdot dx\right\} =$$

$$= K^- j_1 \exp\left\{-\left(n_e \left(\frac{\langle \sigma_5 v_e \rangle}{v_-} + \sigma_6\right) d - \langle n_1(\sigma_7 + \sigma_9) + n_2 \sigma_{10} \rangle D\right)\right\} = K^- j_1 \cdot \mu$$

В этом выражении σ_5 - сечение разрушения ионов H^- электронным ударом, σ_6 - сечение рекомбинации ионов H^- с протонами (мы предполагаем, что сечение рекомбинации с ионами H_2^+ имеет близкую величину), n_e - плотность электронов, равная суммарной плотности ионов H^+ и H_2^+ , n_1 - плотность атомов водорода, n_2 - плотность молекул H_2 , σ_7 - сечение резонансной перезарядки ионов H^- на H , σ_9 - сечение разрушения ионов H^- на атомарном водороде, σ_{10} - разрушение на молекулах, d - эффективная толщина слоя плазмы, D - эффективная толщина слоя газа, v_- - скорость ионов H^- с энергией $W_- \approx eU_p \approx 10^2$ эВ. Сечения разрушения ионов H^- приведены на рис. 8, 9. Скорость реакции разрушения ионов H^- электронным ударом $\langle \sigma_5 v_e \rangle$ в плазме с максвелловским распределением электронов по скоростям (рис. 10) достигает максимального значения $\langle \sigma_5 v_e \rangle \approx 8 \cdot 10^{-7}$ см³/сек при электронной температуре $T_e \approx 15$ эВ. Этому значению соответствует эффективное сечение разрушения ионов H^- с энергией 100 эВ электронами $\sigma_{5,ef} \approx 5 \cdot 10^{-14}$ см². При эффективном значении $T_e \approx 3$ эВ это сечение сравнивается с $\sigma_6 \approx 2 \cdot 10^{-14}$ см². В рассматриваемых условиях $\sigma_7 \approx 7 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_9 \approx 1 + 2 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_{10} \approx 10^{-15}$ см². За счет процессов σ_7 , σ_9 , σ_{10} ионы H^- разрушаются, в основном, на этапе формирования пучка. Эффективная толщина слоя газа D может значительно превышать толщину слоя плазмы d за счет газа, выходящего через эмиссионную щель (особенно при больших площадях эмиссионного отверстия).

Зная величину $(\gamma + K^-)$ можно связать плотность тока разряда j_p с плотностью тока бомбардирующих ионов j_1 , и плотностью плазмы n_e :

$$j_1 = \frac{j_p}{(1 + \gamma + K^-)} = n_e \cdot v_1,$$

где v_1 - направленная скорость потока ионов. Если энергии ионов в плазме $\langle W_1 \rangle < T_e$, $v_1 \approx \sqrt{1 T_e / M}$ /72/. Из разброса энер-

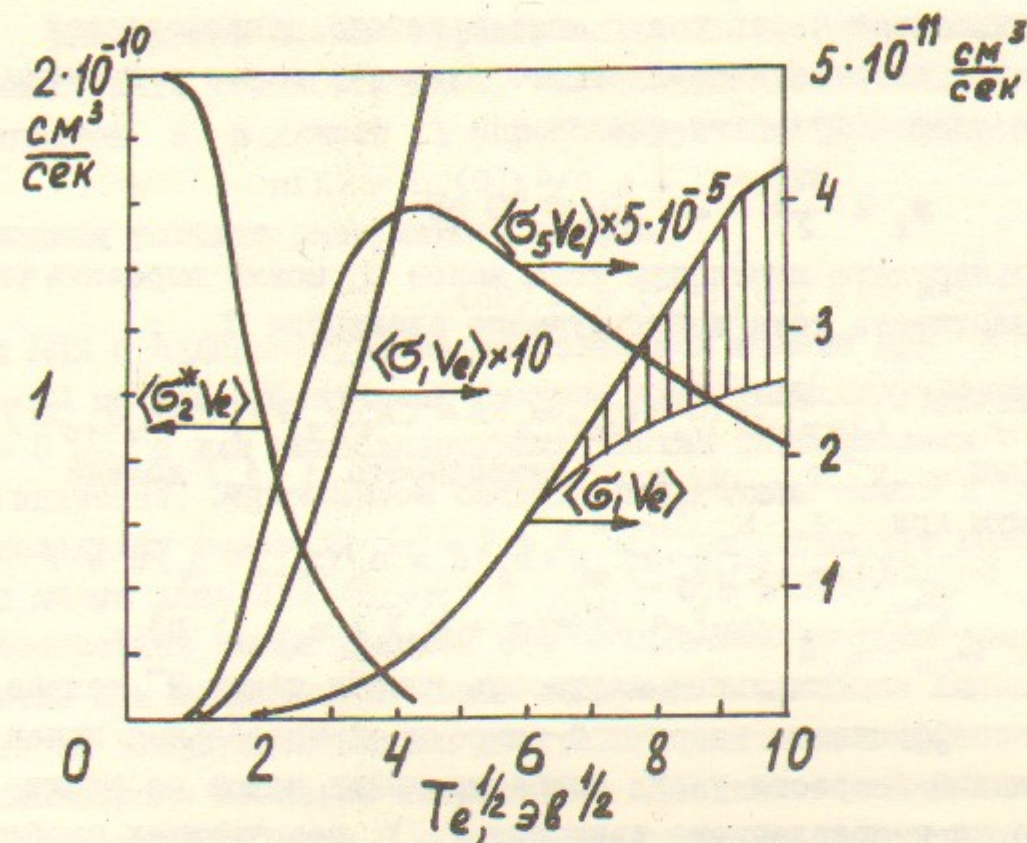


Рис. 10. Скорость реакции разрушения ионов H^- электронами $\langle \sigma_5 v_e \rangle$ при разных температурах электронов T_e . Для сравнения приведены скорости реакций образования $H_2 + e \rightarrow H^- + \dots$ ($\langle \sigma_1 v_e \rangle$) и $H^+ + e \rightarrow H^- + \dots$ ($\langle \sigma_2^* v_e \rangle$)

гий ионов, выходящих через узкую щель в катоде пеннинговской ячейки /68/ для энергии направленного движения ионов у границы прикатодного слоя получается оценка

$$W_1 = \frac{MV_1^2}{2} \approx 10 + 20 \text{ эВ}$$

Теперь результирующую плотность тока ионов j_- можно выразить через полную плотность тока эмиттирующего электрода j_p :

$$j_- = \frac{K^- j_p}{(1 + \gamma + K^-)} \exp\left\{-\frac{j_p}{(1 + \gamma + K^-) V_1} \cdot \langle \sigma_{se} + \sigma_e \rangle d - \langle n_1(\sigma_7 + \sigma_9) + n_2 \sigma_{10} \rangle D\right\}$$

При неизменных $\gamma, K^-, T_e, n_1, n_2$ зависимость $j_-(j_p)$ должна иметь максимум при $\frac{j_p}{(1 + \gamma + K^-) V_1} \cdot \langle \sigma_{se} + \sigma_e \rangle d = n_e \langle \sigma_{se} + \sigma_e \rangle d = 1$

$$\text{равный } j_{\text{max}}^- = \frac{K^- V_1}{\langle \sigma_{se} + \sigma_e \rangle d} \cdot \exp\{-1 - \langle n_1(\sigma_7 + \sigma_9) + n_2 \sigma_{10} \rangle D\}.$$

В таких условиях максимальная плотность потока ионов H^+ должна зависеть от коэффициента вторичной эмиссии отрицательных ионов K^- , эффективной скорости ухода бомбардирующих ионов на электрод V_1 (энергии направленного движения W_1), разрушающих свойств плазмы $\langle \sigma_{se} + \sigma_e \rangle$, толщины слоя плазмы d . При $\sigma_{se} \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $\sigma_e \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $d \approx 1 \text{ мм}$ оптимальная плотность плазмы $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, оптимальная плотность тока бомбардирующих ионов $j_1 \approx 25 \text{ А/см}^2$ при $W_1 \approx 1 \text{ эВ}$ и $j_1 \approx 80 \text{ А/см}^2$ при $W_1 \approx 10 \text{ эВ}$, для $(\gamma + K^-) \approx 5$, соответствующие значения $j_p \approx 150 + 500 \text{ А/см}^2$. Без разрушения на газе при $K^- \approx 0,7$ для максимальной плотности тока ионов H^+ получаются оценки $j_{\text{max}}^- \approx 6 + 20 \text{ А/см}^2$.

В ПШИ с планотронной конфигурацией электродов при зазорах $d \sim 0,2 \text{ см}$ насыщение интенсивности извлеченного пучка наблюдается при $j_p \sim 50 \text{ А/см}^2$ и $j_{\text{max}}^- \sim 3 + 4 \text{ А/см}^2$. Такие значения эмиссионной плотности тока являются практически предельными для использованных систем формирования пучков, так что в ряде случаев предельная плотность тока ионов H^+ может ограничиваться возможностями систем формирования еще до ограничения интенсивности разрушением ионов H^+ при транспортировке. Могут сказываться и другие ограничивающие эффекты: меньшая эффективная скорость ухода ионов из области генерации, ухудшение эмиссионных свойств электродов при повышении интенсивности бомбардировки, уменьшение эффективности образования ионов H^+ и увеличение разрушения из-за увеличения степени диссоциации.

Для грубой оценки эффективной толщины слоя газа D можно принять, что плотность газа, выходящего через эмиссионную щель с шириной δ и длиной l аппроксимируется выражением

$$n(x) = n_2(0) \cdot \delta / \delta + x$$

а полная толщина разрушающей мишени

$$\langle nD \rangle = n_2(0) \cdot \delta \cdot \int_0^l dx / \delta + x = n_2(0) \cdot \delta \cdot \ln \frac{\delta + l}{\delta}$$

Для ПШИ с одноапертурными эмиссионными щелями при $\delta \sim 1 \text{ мм}$, $l \sim 10 \text{ мм}$ для эффективной толщины слоя газа получается оценка $D \approx 5 \text{ мм}$, а для многоапертурных систем формирования - еще большие значения. Усредненное сечение разрушения ионов H^+ на атомах и молекулах водорода $\langle \sigma \rangle \approx 1 + 4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, так что разрушение будет малым лишь при $(n_1 + n_2) \langle \sigma \rangle D \approx 0,5 + 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В ПШИ с планотронной конфигурацией без накаленных катодов разряды зажигаются при исходном давлении водорода в ячейке $p > 0,1 \text{ тор}$. Одна из экспериментальных диаграмм зажигания и горения разряда в планотроне показана на рис. II. Двойной штриховкой на плоскости магнитное поле B - давление водорода p отмечена область зажигания и горения разряда без шумов. При этих измерениях водород напускался в вакуумную камеру с ПШИ, давление измерялось вакууметрами с термопарными и радиоактивными датчиками. Если бы такая плотность водорода сохранялась в ячейке и при горении разряда, то исходный поток ионов H^+ с эмиттирующего электрода ослаблялся бы в десятки раз, и зависимость тока ионов H^+ от подачи газа и размеров эмиссионной щели была бы катастрофически резкой. На самом деле в оптимальных условиях этого не наблюдается. Зависимости интенсивности пучков ионов H^+ от подачи водорода показывают, что в рабочих режимах показатель экспоненты разрушения на газе $(n_1 + n_2) \langle \sigma \rangle D \lesssim 1$. Повидимому, при горении разряда плотность нейтральных частиц существенно уменьшается из-за их разогрева (упоминавшегося выше) и вытеснения давлением плазмы. Необходимые для зажигания разряда, напряженности магнитного поля B и исходной плотности водорода n_2 согласуются с оценками, основанными на предположениях, что ларморовский радиус электронов с энергией $W = eU_p$ должен быть меньше ширины области осциллиций d , а плотность водорода n_2 должна быть достаточной для возмущения движения эмиттированных электронов. В присутствии плазмы необратимый захват эмиттированных электронов в плазму осуществляется за счет их рассеяния на частицах плазмы, так что разряд мо-

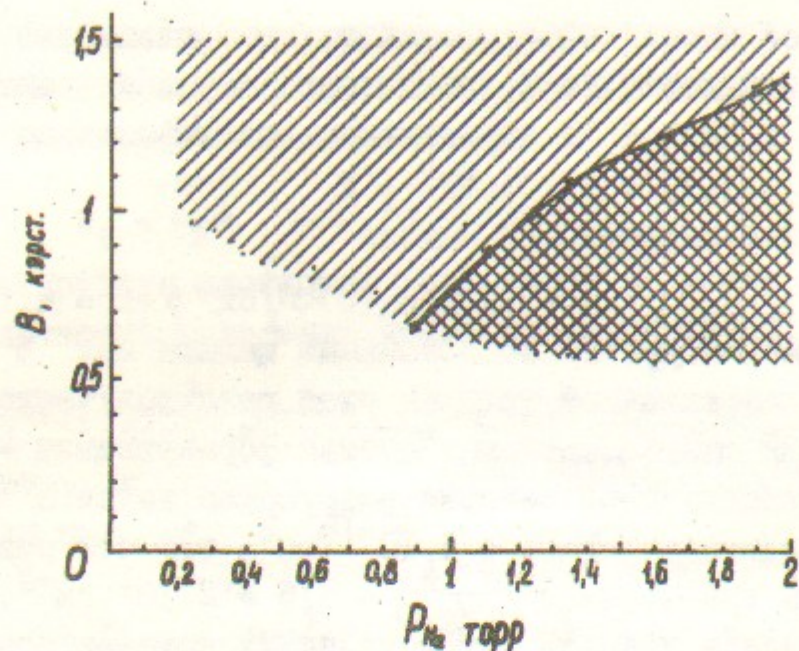


Рис. II. Диаграмма зажигания и горения разряда на плоскости магнитное поле B — давление водорода p . Простой штриховкой отмечена область горения разрядов с шумами, двойной — область горения разряда без шумов.

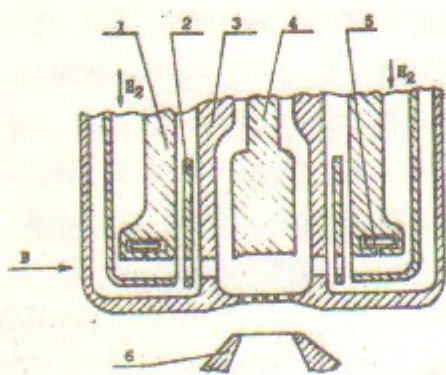


Рис. 12. Схема ПШД с генерацией бомбардирующих частиц в отдельном разряде и независимым эмиттером ионов H^+ .
1 — катоды разрядной системы, 2 — диафрагмы, 3 — аноды, 4 — независимый эмиттер ионов H^+ , 5 — контейнер для цезия, 6 — вытягивающий электрод.

лет гореть и при меньшей плотности нейтральных частиц. Уменьшение скорости ионизации при уменьшении плотности нейтральных частиц может компенсироваться увеличением плотности быстрых электронов за счет уменьшения скорости их термизации. Могут осуществляться два предельных режима равновесия и промежуточный: уравниваются потоки быстрых частиц из газоразрядной ячейки и поток холодного газа из подводящих каналов (в режиме молекулярного течения); уравниваются давление быстрых частиц в ячейке и давление холодного газа в каналах. При первом режиме уменьшается лишь плотность нейтральных частиц в ячейке и на выходе, а их поток не изменяется, во втором режиме поток частиц через эмиссионную щель при горении разряда должен уменьшаться обратно пропорционально их средней скорости. На основании вышесказанного можно надеяться на достижение достаточно высокой газовой экономичности ПШД.

Полученные в ПШД с планетронной конфигурацией при малых зазорах d максимальные плотности тока $j_{max} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ не противостоят приведенным оценкам разрушения ионов H^+ . Более точные сведения о разрушении можно получить, измеряя потоки быстрых атомов, образующихся при разрушении ионов H^+ .

По грубым оценкам в пучок ионов H^+ преобразуется $\approx 5\%$ подаваемого водорода. Вопрос о газовой эффективности ПШД пока что исследован очень слабо, но не вызывает сомнения, что при независимой генерации плазмы системой с термокатодами удастся существенно понизить исходную плотность водорода и повысить газовую экономичность ПШД. Заметим, что при больших зазорах d в планетроне и в ПШД с пеннинговской конфигурацией может доминировать эмиссия ионов H^+ с анода и стенок эмиссионной щели. В этих условиях получаются меньшие плотности тока ионов H^+ , но может быть меньше разрушение отрицательных ионов, эмиттированных с поверхности.

Формирование пучков отрицательных ионов в ПШД

Извлечение отрицательных ионов и формирование пучков в ПШД, как и в плазменных источниках, осложняется выходом интенсивных потоков сопутствующих электронов. В плазменных источниках потоки сопутствующих электронов ослабляются за счет смещения эмиссионного отверстия от оси разряда, использования трубчатых разрядов, извлечение отрицательных ионов вопреки магнитного поля [69, 70]. Однако во всех этих случаях поток электронов все еще остается во

много раз большим потока отрицательных ионов.

Более радикально поток электронов удалось ограничить за счет извлечения отрицательных ионов поперек магнитного поля через эмиссионную щель с малой протяженностью вдоль магнитного поля /2/. В ШИ с эмиссионной щелью, ориентированной поперек магнитного поля, ток в высоковольтном зазоре формирующей системы, обусловленный выносом электронов, перехватом ионов пучка вытягивающим электродом, вторичной эмиссией, ионизацией и перезарядкой, выносом цезия и другими факторами в оптимальных условиях оказывается сравнимым с током сформированного пучка ионов H^+ /3,4/. Хорошая фильтрация потока отрицательных ионов от электронов обусловлена значительным различием коэффициентов диффузии электронов вдоль и поперек магнитного поля $D_{||}$ и D_{\perp} соответственно. Ослабление потока электронно-ионной плазмы при её движении поперек магнитного поля между поглощающими поверхностями, перпендикулярными магнитному полю рассматривалось неоднократно /73,74/. В интересующем нас случае электроны могут быстро уходить вдоль магнитного поля на поглощающие поверхности, разнесенные на расстояние δ и медленно диффундируют перпендикулярно магнитному полю. Плотность электронов плазмы n_e вдоль направления диффузии X должна спадать экспоненциально

$$n_e(X) = n_e \cdot \exp\left(-\frac{X}{a}\right)$$

с характерным масштабом уменьшения плотности

$$a \sim \left(\frac{D_{\perp}}{D_{||}}\right)^{1/2} \cdot \delta$$

Фильтрация должна быть эффективной при достаточно сильных магнитных полях B , при которых циклотронная частота электронов ω_{ce} больше частоты столкновений τ^{-1} . В интересующих нас условиях $D_{||} \approx (T_e + T_i) \tau / M_i$, а $D_{\perp} \approx (T_e + T_i) \tau / m_e (1 + \omega_{ce}^2 \tau^2)$, так что при классической диффузии отношение коэффициентов

$$\frac{D_{\perp}}{D_{||}} \approx \frac{M_i}{m_e} \cdot \frac{1}{(1 + \omega_{ce}^2 \tau^2)}$$

с увеличением магнитного поля должно быстро уменьшаться. Если толщина стенок эмиссионной щели h сравнима с протяженностью эмиссионной щели вдоль магнитного поля δ за счет увеличения магнитного поля можно уменьшить масштаб спада электронной плотности до значений $a < h$, так что электроны плазменного потока, проходящего через эмиссионную щель будут собираться на стенке эмиссионной щели, а отрицательные ионы со значительно большим

ларморовским радиусом будут проходить через эмиссионную щель практически свободно. Ограничение потока плазмы за счет ухода на стенки эмиссионной щели вдоль магнитного поля наблюдалось также в источниках положительных ионов /75/, причем, с уменьшением протяженности эмиссионного отверстия вдоль магнитного поля этот эффект проявляется сильнее. В реальных конструкциях поверхностно-плазменных и плазменных источников с эмиссионной щелью, ориентированной поперек магнитного поля, фильтрации потока отрицательных ионов от электронов осложнена множеством факторов. Из источников с соотношением размеров эмиссионной щели $h < \delta$ при малых магнитных полях можно извлекать и формировать электронные пучки с плотностью тока в десятки ампер на cm^2 . При увеличении магнитного поля поток электронов быстро уменьшается, так что паразитный ток в цепи вытягивания становится сравнимым с током сформированных пучков отрицательных ионов, но при дальнейшем увеличении магнитного поля паразитный ток может снова увеличиваться. На величину паразитного тока влияют изменения режимов разряда, уровень флуктуаций параметров плазмы, подача цезия, вторично-эмиссионные свойства материала электродов, плотность газа и т.д. Однако, за счет рационального выбора размеров эмиссионной щели, конфигурации и напряженности магнитного поля, подбора других параметров удается добиться удовлетворительной очистки потока отрицательных ионов от электронов.

Исследование закономерностей формирования пучков отрицательных ионов находится на самом начальном, полуэмпирическом этапе. Однако в ряде конструкций ШИ удалось получить пучки ионов H^+ с хорошими ионно-оптическими характеристиками /21/, сравнимыми с соответствующими параметрами протонных пучков. Кроме уже отмечавшихся особенностей систем формирования следует отметить такие моменты: основную колонну разряда с быстрыми электронами приходится отодвигать от эмиссионной щели, чтобы быстрые электроны с большим ларморовским радиусом не попадали в эмиссионную щель: для предотвращения закипания разрядов в высоковольтном ускоряющем зазоре формирующей системы конфигурации магнитного поля должна исключать условия для удержания и осцилляции электронов.

Эти условия необходимо выполнять и при использовании многоапертурных систем формирования, необходимых для получения интен-

сивных пучков отрицательных ионов. В импульсном режиме из ППИ с планотронной конфигурацией газоразрядной ячейки (рис.2) через секционированную эмиссионную щель с полной шириной 3 мм удается извлечь пучок ионов H^- с током ~ 1 А на 1 см длины эмиссионной щели. При этом на зазоре формирующей системы с минимальным расстоянием между электродами 3 мм удается поддерживать ускоряющее напряжение $U_0 \approx 50$ кВ.

Поверхностно-плазменный источник с независимой генерацией бомбардирующих частиц в плазме

Наиболее последовательно рассмотренные принципы получения пучков отрицательных ионов реализованы в ППИ со специальной газоразрядной системой для генерации бомбардирующих частиц и независимым эмиттирующим электродом. Конструкция источника схематически показана на рис.12. Для генерации потока частиц, бомбардирующих поверхность независимого эмиттера отрицательных ионов (4 на рис.12), использовался смьюточный разряд с еспилляцией электронов. Разряд горит в продольном магнитном поле между молибденовыми катодами 1 с полостями в виде длинных узких щелей и расположенными соосно с ними анодными окнами 3. Водород подается через полости катодов по специальным каналам. Цезий, добавляемый в разряд для повышения эффективности эмиссии электронов из катодов, выделялся из нагреваемых разрядом таблеток хромата цезия с титаном, помещаемых в полости катодов 5.

Независимый эмиттер отрицательных ионов (НЭ) устанавливался в промежутке между анодными окнами с небольшим зазором от газоразрядной плазмы, ограниченной стенками диафрагм 2 и анодных окон 3. Энергия бомбардирующих НЭ частиц газоразрядной плазмы регулировалась изменением приложенного между анодом и эмиттером напряжения U_{em} до ± 300 В. Работа выхода НЭ понижалась за счет адсорбции цезия, подаваемого в промежуток между анодными окнами из подогреваемого контейнера с цезием.

Отрицательные ионы вытягивались из источника через эмиссионную щель с полной площадью до $0,3 \times 3$ см², в которой для уменьшения сопутствующего потока электронов устанавливались жалезки толщиной 0,1 мм, высотой 0,5 мм. Корпус источника устанавливался на изоляторах в зазоре между полюсами магнита. На него пода-

валось высокое напряжение до -50 кВ относительно заземленного вытягивающего отрицательные ионы электрода. Основные параметры разряда:

$$U_p = 100 - 200В, \quad I_p \text{ до } 400 \text{ А}, \quad V \approx 1кГс$$

Начальная плотность водорода в полости катодов $\sim 0,1$ торр. Плазменный столб: длина 1,2 см, поперечное сечение $0,12 \times 3$ см².

На рис.13а приведены зависимости плотности тока в цепи независимого эмиттера (НЭ) от напряжения на НЭ (отрицательного по отношению к аноду) для различных расстояний НЭ от поверхности плазменного столба. Ток в цепи НЭ j_{em} и соответствующий поток бомбардирующих НЭ частиц из разряда быстро возрастают при приближении НЭ к плазме и увеличиваются до насыщения с ростом напряжения между анодом и НЭ. При углублении НЭ в плазменный столб (отрицательные Δ) ток в цепи I_{em} быстро возрастал с напряжением U_{em} , однако не удавалось поднять напряжение на НЭ выше 50В без существенного влияния на основной разряд.

Выход отрицательных ионов из источника существенно зависел от положения НЭ, плотности тока и энергии бомбардирующих НЭ разрядных частиц (рис.13б). При больших смещениях НЭ от разрядного столба и соответственно малых токах бомбардировки НЭ вклад НЭ в общий выход отрицательных ионов мал, а наблюдаемая эмиссионная плотность тока (j_- до 2 А/см²) обусловлена поверхностно-плазменной генерацией отрицательных ионов на электродах разрядной системы. Максимальные потоки отрицательных ионов водорода из источника наблюдались при малых зазорах между НЭ и разрядным столбом ($\Delta \approx 0$) и напряжениях на НЭ $\sim 10^2$ В.

В этих условиях за счет вторичной эмиссии с поверхности НЭ выход ионов H^- из источника (пропорциональный току разряда и площади эмиссионной щели) вдвое превышал ток I_- , получаемый из источника с удаленным НЭ (рис.12) и при положительных потенциалах НЭ. Эмиссионная плотность тока j_- , вытягиваемого из источника, достигала величины $5,4$ А/см² ($I_p = 450$ А, $I_{em} = 80$ А, $U_{em} = 10^2$ В, $\Delta = 0$, эмиссионная щель $0,37 \times 10$ мм²), что в 1,5 раза превышает максимальную эмиссионную плотность тока, получавшуюся в предельных вариантах ППИ. На рис.13б также приведена зависимость прироста плотности тока H^- Δj_- от напряжения бомбардировки U_{em} .

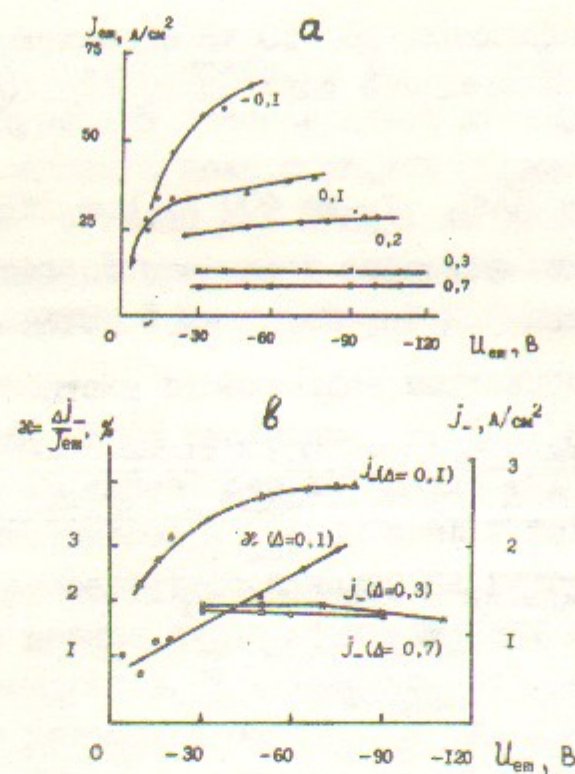


Рис. 13. Зависимость плотности тока независимого эмиттера J_{em} от напряжения на независимом эмиттере при разных удалениях Δ (в мм) от столба плазмы (а) и зависимость эмиссионной плотности пучка отрицательных ионов водорода J_- от U_{em} при разных Δ (в мм) и отношения α приращения эмиссионной плотности ΔJ_- к плотности J_{em} (б)

Л и т е р а т у р а

1. Д.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, А.А.Иванов "Доклады АН СССР", 213, 1283 (1973). Препринт ИЯФ 81-72, Новосибирск 1972.
В.Г.Дудников, Способ получения отрицательных ионов. Авторское свидетельство М.Кл. НОИ 3/04, № 411542, заявлено 10/III 1972 Опубликовано 15/I 1974, Бюллетень № 2.
2. Д.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, ЖТФ, 43, 1720 (1973). Препринт ИЯФ 76-72, Новосибирск, 1972.
3. Д.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, ЖТФ, 45, 68 (1975).
4. Д.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, Nucl.Fusion, 14, 113 (1974).
5. Yu.I.Belchenko, G.I.Dimov, V.Y.Dudnikov. Proc.Sec.Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, 1974 (LBL Report N 3399) paper VIII-1.
6. G.I.Dimov, Report in Sec.Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, 1974.
7. K.Prelec, Th.Sluyters, Proc.Sec.Symp.on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley 1974 (LBL Report N 3399) papers VIII-6, Th.Sluyters, papers VIII-2.
8. Д.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, "Известия АН СССР", серия физическая, 37, 2573, 1973.
9. K.Wiesemann, K.Prelec, Th.Sluyters, J.Appl.Phys.
10. F.L.Arnot, J.C.Milligan, Proc.Roy.Soc., A156, 5 38 (1936).
11. F.L.Arnot, Proc.Roy.Soc., A158, 137 (1937).
12. F.L.Arnot, Proc.Roy.Soc., A158, 157 (1937).
13. У.А.Арифов, А.Х.Амханов, Известия АН Уз.ССР, серия физ.мат. наук, № 6, 34, 1961.
14. У.А.Арифов, Взаимодействие атомных частиц с твердым телом, М., "Наука", 1968.
15. V.E.Krohn, J.Appl.Phys., 33. M 12. 3523 (1962).

16. Internat. Conf. on Heavy Ion Sources, IEEE Trans. Nucl. Science, NS-23, N 2 (1976).
17. M.Kabayshi, K.Prelec, Th.Sluyters, Rev.Sci.Instrum., 47, N 12, 1425 (1976).
18. Л.И.Иванова, В.Л.Комаров, препринт НИИФА, Технический отчет № ИИ54-0, Ленинград, 1978.
19. В.Л.Комаров, А.П.Строкач, препринт Д-0282, НИИФА, Ленинград 1976.
20. В.Г.Дудников, "Труды четвертого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва 1974" М., "Наука", 1975, т.1, стр. 323-325.
21. G.I.Dimov, G.I.Derevjankin, V.G.Dudnikov, IEEE Trans. Nucl. Sciens, NS-24, N3 (1977).
22. K.Prelec, Th.Sluyters, M.Grossman, IEEE Trans.Nucl.Sciens NS-24, N3 (1977).
23. K.Prelec, Th.Sluyters. "Proc.Sixth Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, San Diego 1975". New York, N.Y. 1976, 430-434.
24. C.Schmidt, C.Curtis, Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf. Sept. 14-17, 1976 at Chalk River Nucl.Lab., Chalk River, Canada.
25. В.Л.Комаров, В.С.Кузнецов, Г.Л.Саксаганский, М.П.Свиньин, Р.П.Фидельская, С.Г.Ценакин. "Доклады Всесоюзного совещания по инженерным проблемам УТС" НИИФА, Ленинград, 1975, т.1, стр.96-108.
26. Г.И.Кабрев, В.А.Курнаев, В.Г.Тельновский "Доклады Всесоюзного совещания по инженерным проблемам УТС" НИИФА, Ленинград 1975, т.IV, стр.138-149.
27. Г.И.Кабрев, В.А.Курнаев, В.Г.Тельновский, Деп.рук.ВИНИТИ, 7515-73.
28. Г.И.Кабрев, В.А.Курнаев, В.Г.Тельновский. Второй Всесоюзный симпозиум Взаимодействия атомных частиц с твердым телом. Москва 1972. Сборник докладов, стр.112.
29. W.Eckstein, F.E.P.Matschke, H.Verbeek. Int.Conf.Surface Effects in Contr. Fusion Devieces, San Francisco, USA 1976, p. 106-123.
30. J.Bohdansky, J.Roth, M.K.Sinhz, W.Ottenberger, Int.Conf. Surface Effects in Controlled Fusion Devices, San Francisco, USA 1976, p. 21 + 36.
31. В.А.Курнаев, В.Г.Тельновский "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом" Киев, Наукова думка, 1974, часть I, стр.67-70.
32. Г.И.Кабрев, В.А.Курнаев, Е.С.Никифоров, В.Г.Тельновский "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом", Харьков 7-9 июля 1976, часть I, стр.54-57.
33. M.T.Robinson The Third Nat.Conf. Atomic Collision with Solids, Kiev (1974).
34. В.М.Сотников "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом" Харьков 7-9 июля 1976г. стр.58-59, стр.60-63.
35. У.А.Арифов, Н.Н.Флянц, А.Зибицкер "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом" Киев, "Наукова думка" 1974, ч.1 стр.35-38.
36. У.А.Арифов, Н.Н.Флянц, А.А.Зибицкер XVI Всесоюзная конференция по эмиссионной электронике. Махачкала, 8-11 сентября 1976г. Краткие содержания докладов. Махачкала 1976, ч.II, стр.203-204. Известия АН СССР, серия физическая, 40.
37. Ю.В.Гетт, Ю.Н.Явлинский, Взаимодействие медленных частиц с веществом и диагностика плазмы" М., "Атомиздат", 1973.
38. О.Б.Фирсов, ЖТФ, 33, 696, 1957.
39. О.Б.Фирсов, ЖТФ, 40, 83, 1970.
40. Е.Д.Бендер, Г.И.Димов, М.Е.Килиневский. Труды Первого Всесоюзного семинара по вторичной ионно-ионной эмиссии. Харьков 1975 (деп. ВИНИТИ № 2783-75), стр.119-131. Препринт ИЯФ-75-9, Новосибирск, 1975.
41. S.K.Egents, G.M.Moscracken, J.Appl.Phys. 44, 3139 (1973).
42. Я.И.Френкель, Статистическая физика, изд-во АН СССР, 1948.

43. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, ред. Б.Я.Мейжеса, Г.Е.Пикуса, М., "Наука", 1973.
44. K.Yonehara, L.D.Schmidt, Surface Science 25, 238 (1971).
45. C.A.Parageorgopoulos, J.M.Chen, Surface Science 39, 283 (1973).
46. Э.Я.Зандберг, Н.И.Монов, Поверхностная ионизация, М., "Наука" 1969.
47. Г.Месса, Е.Бархон "Электронные и ионные столкновения" М. "ИЛ" 1958.
48. Я.М.Фогель "Успехи физических наук", 91, 75-112 (1967).
49. L.P.Levine, H.W.Berry, Phys.Rev., 118, 158 (1961).
50. Л.Н.Добрецов, М.В.Гомеюнова "Эмиссионная электроника", М. "Наука", 1966.
51. М.Е.Клиниевский, ИТФ, 45, 128 (1975).
52. М.Е.Клиниевский "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом", Харьков 1976, т.3, стр.22-25. Препринт ИЯФ 76-18, Новосибирск 1976.
53. Л.М.Клиниевский, Известия АН СССР, 38, 392 (1974).
54. Л.М.Клиниевский, Я.А.Винокуров, "Ионная эмиссия- метод исследования свойств поверхности", Ташкент ФАИ, 1975, стр.89-96.
55. R.K.Janev, Surf.Science, 45, 609 (1974).
56. R.K.Janev, Surf.Science, 47, 583 (1975).
57. J.R.Hiskes, ILL Rep. NCID-167.65. (1975).
58. J.R.Hiskes, A.Karo, M.Gordner, J.Appl.Phys., 47, 3888 (1976).
59. J.A.Phillips. Phys.Rev. 97, 404 (1955).
60. Я.М.Фогель и др. ИТФ, 28, 711 (1955).
61. Ю.И.Бальченко, В.Г.Дудников "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом" Харьков 1976 т.3; стр.180-183.
62. K.Prelec, Z.W.Sternberg, Fizika, 2 N 1 (1977).
63. Ю.И.Бальченко, В.И.Давыденко, А.Ф.Дорогов, Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников, Препринт ИЯФ 77-18, Новосибирск 1977.
64. А.Ортыков, Р.Р.Рахимов, А.Кашетов "Второй Всесоюзный симпозиум "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом" Москва 1972, стр.54.
65. А.Ортыков, Р.Рахимов. XVI Всесоюзная конференция по эмиссионной электронике, Махачкала 1976, Краткие содержания докладов, Махачкала 1976, т.II. стр.175.

66. У.А.Арифов, А.Х.Касимов, Д.Б.Букзарев, М.Шатураунов, Электроника СВЧ, сер. I, I2, II5 (1972).
67. Л.И.Романик, И.Е.Свавилый, Украинский физич. журнал, 21, 981 (1976).
68. В.Г.Дудников, Е.Г.Образовский, Г.И.Фиксель. Препринт ИЯФ 77 (1977).
69. K.Prelec, Th.Sluyters, Rev.Sci.Instrum, 44, 145 (1973).
70. М.А.Аброян, В.П.Голубев, В.Л.Комаров, Г.В.Чемкин. "Источники отрицательных ионов" НИИФА; Обзор ОД-4, Ленинград, 1976.
71. T.S.Green, Nucl.Instrum.Meth., 125, 345 (1975).
72. D.Bohm "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields", ed. A.Guthrie, K.K.Wakerling. New York, 1949.
73. М.Д.Габолич. "Физика и техника плазменных источников ионов" М., "Атомиздат" 1972.
74. Н.Кролл, Трайвеллис "Основы физики плазмы" М., "Мир", 1975.
75. N.N.Semashko, et. al. VI-II in "Proc. 2nd Symp. Ion Sources. LBL-3399 Suppl., Berkeley (1974).

Работа поступила - 27 мая 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОНОВ

Подписано к печати 24.VI-1977г. МН 02880

Усл. 2;7 печ.л.; 2;1 учетно-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 56.

Отпечатано на ротапринте ИЯЭ СО АН СССР