

36

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

**ПРЕПРИНТ И ЯФ 77 - 50**

**В.Г.Дудников, Е.Г.Образовский, Г.И.Фиксель**

**ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОДОВ  
ПОВЕРХНОСТНО - ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧ -  
НИКОВ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ  
ИОНОВ  $H^-$**

**Новосибирск**

**1977**

В.Г.Дудников, Е.Г.Образовский, Г.И.Фиксель

ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОДОВ ПОВЕРХНОСТНО-  
ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ  
ИОНОВ  $H^-$

А Н Н О Т А Ц И Я

По выходу положительных ионов через узкие щели в катодах пенниговской ячейки определены отношения плотности тока разряда на катоде  $j_p$  к плотности тока положительных ионов  $j_+$ . При уменьшении напряжения разряда  $U_p$  в поверхностно-плазменном источнике (ППИ) за счёт подачи цезия  $j_p/j_+$  увеличивается от 1,1-1,2 при  $U_p = 400-600$  в до  $j_p/j_+ \approx 6-8$  при

$U_p = 100$  в, а коэффициент вторичной эмиссии отрицательных ионов водорода увеличивается от  $K^- = j_-/j_+ \approx 0,01$  до  $K^- \approx 0,6-0,8$ . При таких эмиссионных свойствах электродов энергетическая цена образования ионов  $H^-$  в ППИ может быть уменьшена до  $p_- \approx 250$  эв/ион.

1. Отрицательные ионы изотопов водорода при энергии более 100 КэВ/нуклон можно преобразовывать в быстрые атомы со значительно большей эффективностью, чем положительные ионы [1,2]. Для обеспечения инжекции атомов с высокими энергиями в устройстве для осуществления термоядерного синтеза в настоящее время разрабатываются перезарядные [2,3] и поверхностно-плазменные [4,5] источники интенсивных пучков ионов  $H^-$ .

2. В поверхностно-плазменных источниках (ППИ) отрицательные ионы образуются на поверхности электродов, бомбардируемых интенсивным потоком частиц газоразрядной плазмы, за счёт захвата электронов из электродов на уровне электронного сродства расплывших и отразившихся частиц [6]. Эмиссия ионов  $H^-$  существенно увеличивается при уменьшении работы выхода электродов за счёт адсорбции цезия, подаваемого в газоразрядную камеру ППИ [7]. В осуществленных вариантах ППИ для генерации бомбардирующих частиц используются тлеющие разряды в магнитном поле с холодными электродами, выполняющими роль эмиттеров электронов, поддерживающих разряд, и ионов  $H^-$ , извлекаемых из источников.

Для суждений о параметрах плазмы в таких разрядах, оценки разрушения ионов  $H^-$  при их транспортировке через плазму и газ от эмиттирующей поверхности, оценки достижимой эффективности генерации ионов  $H^-$  необходима информация об эмиссионных свойствах электродов ППИ: возможных значениях коэффициента вторичной эмиссии отрицательных ионов  $K^- = j_-/j_+$ , где  $j_-$  — плотность тока ионов  $H^-$  с поверхности,  $j_+$  — плотность тока бомбардирующих положительных ионов, и значениях обобщенного коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии  $\gamma = j_e/j_+$ , обусловленной взаимодействием плазмы с электродом. Исследования вторичной эмиссии электронов и расплываемых из адсорбата отрицательных ионов при бомбардировке поверхности металлов ионными пучками показывают, что коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии  $\gamma$  и  $K^-$  увеличиваются при адсорбции цезия, сложным образом зависят от адсорбции других веществ и условий бомбардировки, во многих случаях достигая максимума при мини-

мальных значениях работы выхода поверхности [8+10].

3. В ПИИ с планотронной конфигурацией газоразрядной ячейки с малым зазором между центральной пластиной катода и плоскостью эмиссионного отверстия плотность тока ионов  $H^-$  с бомбардируемого катода  $j_-$  можно оценить по интенсивности извлеченного пучка  $I_-$  и известной площади эмиссионного отверстия  $S_e$ , а плотность тока разряда на катоде  $j_p$  по току разряда  $I_p$  и площади катода  $S_c$ . На рис. I приведены полученные в работе [II] максимальные значения отношения  $\mathcal{K} = j_-/j_p$  при разных напряжениях разряда  $U_p$  (разных концентрациях цезия на электродах) в планотроне с площадью катода  $S_c = 3 \text{ см}^2$  и площадью секционированной эмиссионной щели  $S_e = 0,3 \times I \text{ см}^2$ . Отношение

$eU_p/\mathcal{K} = P_-$  определяет энергетическую цену эмиттированного из ПИИ иона  $H^-$ , на которую можно рассчитывать при использовании аналогичных разрядов в ПИИ с полным извлечением всего потока ионов, достигающего плоскости эмиссионного отверстия (в источниках с  $S_e/S_c \sim 1$ ). Максимальным значениям  $\mathcal{K} \sim 0,1$  при  $U_p = 100$  в соответствии оценка  $P_- \sim 1 \text{ КэВ/ион}$ , тогда как значение  $\mathcal{K} = 0,01$  при  $U_p = 500$  в соответствии  $P_- \sim 50 \text{ КэВ/ион}$ . В общем случае энергетическая цена эмиттированного из ПИИ иона  $H^-$  определяется значением  $K^- = j_-/j_+ = \mathcal{K}(1 + \gamma + K^-)$ , реализующимся при данных условиях на электроде, данной энергии бомбардирующих частиц  $E \approx eU_p$  и их массовом составе, энергетическими затратами на образование в плазме бомбардируемых ионов  $P_+$ , учитывающих и затраты на эмиссию электронов

$P_e = eU_p/\gamma$ , разрушением ионов  $H^-$  при их движении через плазму и газ, учитываемым коэффициентом прохождения  $\mu$ , отношением площадей  $S_e$  и  $S_c$ . В зависимости  $P_-$  от этих параметров

$$P_- = \frac{P_+ + E}{K^- \mu} \frac{S_c}{S_e} \quad (I)$$

коэффициент использования образовавшихся отрицательных ионов  $\eta = \mu S_e/S_c$  можно сделать близким к единице, вклад  $P_e$  в  $P_+$  может быть сделан достаточно малым за счёт использования эффективных термоэммиттеров, а полные затраты на генерацию бомбардирующего иона могут быть уменьшены до значений  $P_+ \leq 100 \text{ эВ}$ .

В таких оптимизированных условиях минимальная энергетическая цена иона  $H^-$

$$P_{-min} = \frac{P_{+min} + E}{K^-} \quad (2)$$

должна определяться лишь возможными значениями  $K^-$  при заданной энергии бомбардирующих частиц  $E$ .

4. Для определения  $K^-$  по известным значениям  $\mathcal{K}$  необходимо определить вклад ионов в плотность тока разряда на электрод  $j_+/j_p = (1 + \gamma + K^-)^{-1}$ . Тлеющие разряды с осциллирующей электронов в магнитном поле при различных конфигурациях холодных электродов (планотронной, пенниговской, антипланотронной) обладают очень сходными характеристиками [12]. Можно надеяться, что слабо различаются и зависимости напряжений на разряде  $U_p$  от эмиссионных свойств электродов  $K^-$  и  $\gamma$ . При этом напряжение на разряде можно использовать в качестве параметра, характеризующего эмиссионные свойства электродов. Оценки, использующие результаты работы [13] показывают, что при высоких плотностях газа и плазмы взаимная ориентация магнитного поля и эмиттирующей поверхности не должна влиять на эффективные значения  $\gamma$  и  $K^-$ .

В работе [II] для оценки отношения  $j_p/j_+$  на катодах пенниговской газоразрядной ячейки измерялись средние мощности, уносимые охлаждающим воздухом с катода и анода при разных напряжениях разряда (разных концентрациях цезия на электродах). Однако при низких напряжениях на разряде становится существенным отражение бомбардирующих частиц от катода, нагрев катодов излучением, возбужденными частицами и многие другие процессы. Неопределенность сведений об этих процессах переносится на определяемые отношения  $j_p/j_+$ .

В связи с этим в настоящей работе предприняты прямые измерения отношения  $j_p/j_+$  на катодах пенниговской газоразрядной ячейки при различных концентрациях цезия. Для этого, как и в работе [14], регистрировались зависимости тока пучков положительных ионов  $I^+$ , ускоренных в прикатодном падении потенциала и выходящих через очень узкие щели в катодах, от тока

разряда  $I_p$ .

5. Схематический чертеж газоразрядной ячейки со схемами измерения напряжения на разряде  $U_p$ , тока разряда  $I_p$ , тока пучков положительных ионов  $I^+$ , регистрации вольт-амперных характеристик коллектора и энергетических спектров положительных ионов показаны на рис.2. Катоды пеннинговской ячейки служат боковые стенки коробки 1 из молибдена. Анод 2 с прямоугольным окном укреплен на токоподводах, изолированных от верхней крышки катодной коробки керамическими трубками. Принимались специальные меры для исключения паразитных разрядов. Газоразрядная ячейка устанавливалась в вакуумной камере между полюсами электромагнита с регулируемым полем. Порции водорода подавались в ячейку по каналу импульсным электромагнитным затвором [15]. На промежуток катод-анод подавались полусинусоидальные импульсы напряжения, передававшиеся через разделительный трансформатор от ёмкости, коммутируемой тиристором через индуктивность. Длительность импульсов по основанию  $\approx 300$  мксек, частота следования  $10 \pm 50$  Гц. Ампулы с металлическим цезием (частично окисленным) помещались в корпус анода. При разогреве анода разрядом цезий выделялся в ячейку и напряжение разряда уменьшалось от  $U_p = 400 \pm 600$  в до  $U_p = 100$  в. Осциллограммы напряжения разряда имели характерный для разрядов в ШИИ вид, с некоторым уменьшением к концу импульса [16], а осциллограммы тока разряда и тока ионов на коллектор колоколообразную форму. Положительные ионы выходили из ячейки через щели 4 с шириной  $0,01-0,05$  мм и длиной  $1 \pm 7$  мм. Катодных стенках из молибдена толщиной  $0,3 \pm 0,5$  мм. Края щелей скашивались и заострялись для уменьшения нейтрализации ионов. На расстоянии  $0,3$  мм от поверхности катода устанавливалась изолированная сетка 5 с ячейками  $0,2 \times 0,2$  мм и прозрачностью 80%. На сетку подавались регулируемые напряжения и регистрировались токи сетки. Ток ионов  $I^+$  регистрировался коллектором 6. Специальной схемой анализирующее напряжение на коллекторе сканировалось с периодом  $\approx 3$  сек. Подавая анализирующее напряжение на развёртку осциллографа можно быстро просматривать вольт-амперные характеристики коллектора при разных напряжениях на

сетке. В исследованных режимах на коллектор попадали почти моноэнергетические потоки положительных ионов с энергией меньшей  $eU_p$  на  $20 \pm 30$  эВ и энергетическим разбросом  $\approx 20 \pm 30$  эВ. Зависимости тока положительных ионов на коллектор  $I^+$  от тока разряда  $I_p$  регистрировались осциллографически при отрицательных напряжениях на сетке и положительных напряжениях на коллекторе в области широкого плато вольт-амперных характеристик коллектора. Использовался начальный линейный участок этих зависимостей (до  $I_p = 10 \pm 30$  А/см<sup>2</sup>), соответствующий токам разряда, и токам положительных ионов, при которых толщина прикатодного слоя разделения зарядов превышала ширину щели. При больших токах разряда отношение тока  $I^+$  к  $I_p$  уменьшалось, по-видимому, из-за искривления границы плазмы. О распределении плотности тока бомбардирующих ионов можно было судить по токам  $I^+$  при разных ориентациях и расположениях щелей, по расплывению катодов, по расплывению стенок щелей.

Распределения плотности тока были почти однородны в центральных областях катодов и примерно линейно уменьшались при приближении к границам анодного окна. Размеры эмиссионных щелей контролировались до измерений и после серии измерений с помощью микроскопов и по дифракции узких пучков лазерного излучения без разборки газоразрядной ячейки. Точность измерения площади щелей не хуже 10%. Во время измерений ширина щели контролировалась по точке излома зависимости  $I^+$  от  $I_p$ .

6. Пересчитанные из результатов этих измерений значения  $I_p/I^+ = \gamma + K$ , соответствующие разным напряжениям на разряде  $U_p$ , приведены на рис.3. Неопределённость результатов отдельных измерений обусловлена непостоянством напряжения разряда в течении импульса и неточностью его измерения, неточностью измерения токов, площади щелей, неопределённостью распределения плотности тока. Разброс результатов измерений характеризует невоспроизводимость условий в отдельных циклах измерений (изменение эмиссионных свойств поверхности и условий генерации ионов в плазме, влияние магнитного поля, подачи водорода и т.д.). При

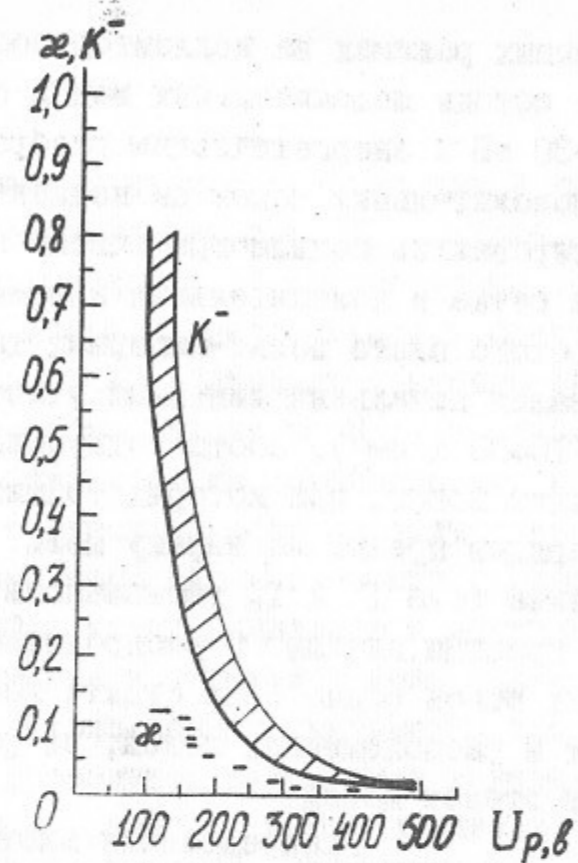


Рис.1. Зависимость отношения плотности тока отрицательных ионов  $j_-^-$  к плотности тока разряда,  $K^- = j_-^-/j_p$  и отношения плотности тока отрицательных ионов к плотности тока положительных ионов,  $K^+ = j_-^-/j_+$  от напряжения разряда  $U_p$ .

малых концентрациях цезия в разряде ( $U_p = 400+600$  в) для коэффициентов вторичной эмиссии получаются значения ( $\gamma + K^-$ )  $\approx 0,1+0,2$ . С увеличением подачи цезия напряжение разряда уменьшается и коэффициенты вторичной эмиссии быстро увеличиваются до ( $\gamma + K^-$ )  $\approx 5+6$  при  $U_p = 100$  в. Из-за уменьшения десорбции цезия при уменьшении напряжения разряда область  $U_p = 200+400$  в оказывается неустойчивой и при использовавшемся способе подачи цезия длительно поддерживать такие напряжения на разрядах не удавалось.

Предполагая, что эмиссионные свойства электродов не зависят от ориентации магнитного поля, по полученным значениям  $j_p/j_+$

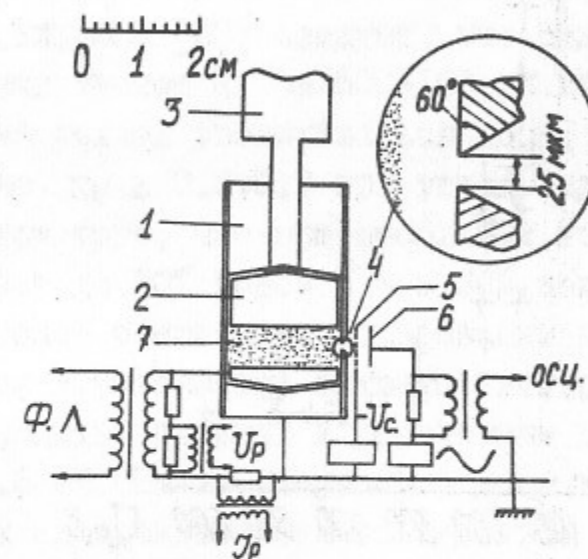


Рис.2. Схема эксперимента.

1 - катод, 2 - анод, 3 - импульсный электромагнитный клапан, 4 - щель в катоде, 5 - вытягивающая сетка, 6 - коллектор, 7 - объём, занятый плазмой.

и значениям  $K^- = j_-^-/j_p$  из работы [11], приведенным на рис.1, можно оценить возможные значения  $K^+ = j_-^-/j_+ = K^- j_p/j_+$ , соответствующие различным напряжениям на разряде. Оценки значений  $K^+$ , следующие из этих данных приведены на рис.1. При увеличении подачи цезия коэффициент вторичной эмиссии ионов  $H^-$  должен увеличиваться от  $K^+ \approx 0,01$  при  $U_p = 500$  в до

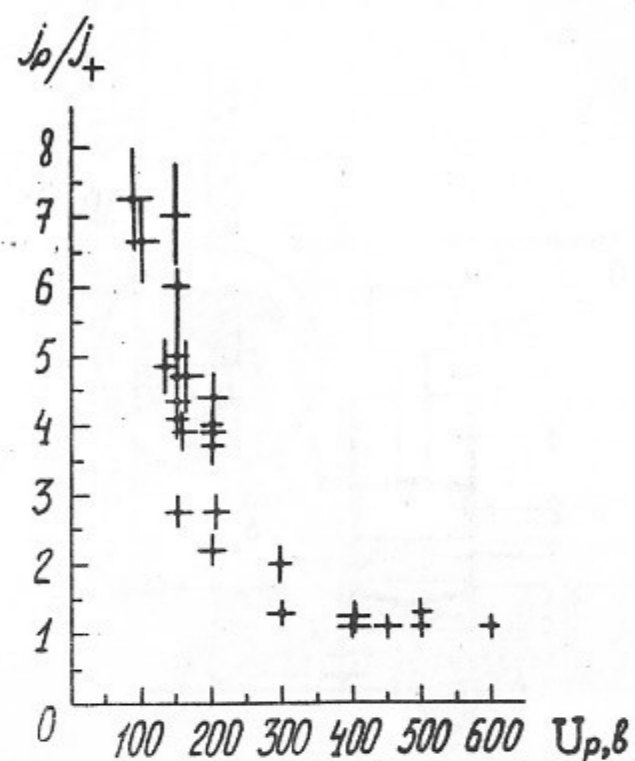


Рис.3. Зависимость отношения плотности тока разряда  $j_p$  к плотности тока положительных ионов  $j_+$  от напряжения разряда  $U_p$ .

$K^- \approx 0,6 \pm 0,8$  при  $U_p = 100$  в. В соответствии с выражением (2) при таких значениях  $K^-$  и  $E = 100$  эВ можно рассчитывать на уменьшение энергетических затрат до  $P_- \approx 250$  эВ/ион. Сами по себе значения  $P_- \sim 1$  КэВ/ион и даже уже реализуемые в ППИ значения  $P_- \sim 10 \pm 20$  КэВ/ион практически не снижают к.п.д. инжекторов, но минимизация затрат энергии может значительно облегчить проблемы охлаждения и обеспечения большого ресурса работы сильноточных ППИ в стационарном режиме.

Согласно расчетам работы [17] вероятность захвата электрона из твердого тела на уровень электронного средства быстрой частицы, удаляющейся от поверхности, при уменьшении работы выхода должна приближаться к единице. Из численного моделирования рассеяния водородных частиц поверхностью твердого тела [18,19] и экстраполяции известных экспериментальных данных к меньшим энергиям бомбардировки [20] следует, что при энергии бомбардирующих водородных частиц  $E \approx 500 \pm 100$  эВ коэффициент отражения от молибдена должен увеличиваться до  $K_r = 0,6$  при нормальном падении и до  $K_r \geq 0,8 \pm 0,9$  при углах падения  $\theta \geq 60 \pm 80^\circ$  к нормали. С учетом того, что при небольших токах разряда в ППИ на катод попадает до 30% ионов  $H_2^+$  и 30% ионов  $H_3^+$  значения  $K_r^- \approx 0,6 \pm 0,8$  может обеспечить образование ионов  $H^-$  из отразившихся частиц при вероятностях захвата электронов на уровне электронного средства близких к расчетным по [17] при работе выхода  $\phi \approx 1,5$  эВ. Из-за отсутствия данных о распаде водорода из сложных адсорбатов труднее судить о возможной роли образования ионов  $H^-$  из распяленных частиц. В специальных условиях распяление адсорбата ионами цезия с энергией  $\sim 2$  КэВ обеспечивает образование ионов  $H^-$  с коэффициентом вторичной эмиссии до  $K^- \approx 0,8$  [9]. По-видимому, и в ППИ роль этого процесса может быть значительной. В разрядах ППИ за счет отражения бомбардирующих частиц в виде быстрых атомов должны появляться значительные потоки атомов с энергиями, достаточными для инициирования эмиссии ионов  $H^-$ . Высокие концентрации быстрых атомов водорода были обнаружены экспериментально при спектроскопических исследованиях разрядов в ППИ [21]. За счет этого реализуется "многократное" использование ускоренных бомбардирующих частиц, увеличивающее эффективность образования ионов  $H^-$ .

7. Данные об эмиссионных свойствах электродов ППИ позволяют уточнить роль разрушения ионов  $H^-$  при транспортировке через плазму, обсуждавшегося в [22]. При высоких значениях  $j_p/j_+$  и больших скоростях ухода ионов из плазмы плотность плазмы в разрядах ППИ должна быть сравнительно низкой, так что для источников с зазором между эмиттирующим электродом и плоскостью эмиссионного отверстия  $d \approx 1$  мм разрушение на плазме может ограничивать

интенсивность потока ионов  $H^+$  лишь при плотности тока разряда в сотни ампер на  $cm^2$ . Вероятнее всего, что наблюдающиеся реально ограничения эмиссионной плотности тока ионов  $H^+$  на уровне  $3+4 A/cm^2$  [12] обусловлены ограниченными возможностями электростатических систем формирования пучка, некоторым уменьшением  $K^+$  за счёт уменьшения доли молекулярных ионов в бомбардирующем потоке и увеличением разрушения на атомарном водороде при увеличении тока разряда.

Авторы благодарят Г.И. Димова и Ю.И. Бельченко за обсуждение результатов.

## Л и т е р а т у р а

1. G.I. Dimov, G.V. Roslyakov, Nucl. Fusion, 15, 551, (1975).
2. I.A. Fink, W.L. Barr, G.W. Gamilton, LLL Rep., UCRL- 52173 (1976).
3. Б.А. Дьячков, А.И. Крылов, В.В. Кузнецов, Б.П. Максименко, Н.Н. Семешко, Препринт ИАЭ-2523, Москва, 1975.
4. Ю.И. Бельченко, Г.И. Димов, В.Г. Дудников,
5. K. Prelek, Th. Sluyters, Rep. VIII-6 in Proc. Sec. Symp. on Ion Sources, Berkeley, 1974 (LBL - 3399).
6. Ю.И. Бельченко, Г.И. Димов, В.Г. Дудников, Известия АН СССР, серия физическая, 37, 2573 (1973).
7. Ю.И. Бельченко, Г.И. Димов, В.Г. Дудников, А.А. Иванов. Доклады АН СССР, 213, 1283 (1973).
8. У.А. Арифов. Взаимодействие атомных частиц с твердым телом, М., "Наука", 1968, гл.7.
9. Е.Д. Бендер, Г.И. Димов, М.Е. Кишиневский, деп. ВИНТИ № 2783-75, стр. 119-131, Препринт ИЯФ-75-9, Новосибирск, 1975.
10. А. Ортников, Р. Рахимов, XIV Всесоюзная конференция по эмиссионной электронике, Махачкала, 8-11/IX 1976 г., т. II, стр. 175.
11. Ю.И. Бельченко, В.Г. Дудников, в сб. докладов IV Всесоюзной конференции "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом", Харьков, 1976, т. 3, стр. 180.
12. Ю.И. Бельченко, Г.И. Димов, В.Г. Дудников, ЖТФ, 45, 68 (1975).
13. А.В. Минятов, В.Т. Панкратов, ЖТФ, 41, 745 (1971).
14. А.Ю. Абрамович, Б.Н. Клярфельд, Ю.Н. Настич, ЖТФ, 39, 1251 (1969).
15. Г.Е. Дерезянкин, В.Г. Дудников, П.А. Журавлев, ПТЭ, 5, 168 (1975).
16. В.Г. Дудников, Труды 4 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., 1975, т. I, стр. 323.
17. М.Е. Кишиневский, в сб. "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом", Харьков, 1976, т. 3, стр. 22-25. Препринт ИЯФ 76-18, Новосибирск, 1976.



18. M.T.Robinson, The Third Nac. Conf. on Atomic Collisions With Solids, Kiev, USSR, 1974
19. В.М.Сотников, в сб. "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом", Харьков, 1976, т.1, стр.58-59, 60-63.
20. Г.И.Шабрев, В.А.Курцаев, В.Г.Тельковский, ВИНТИ № 7515-73 деп., М., 1973.
21. K.Prelek, Z.W.Sternberg, Fizika 9. 1 (1977).
22. T.S.Green, Nucl. Instr. Meth., 125, 345, (1975).

---

Работа поступила - 26 мая 1977 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ  
Подписано к печати 22.VI-1977 г. МН 02875  
Усл. 0,8 печ.л.; 0,7 учетно-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно  
Заказ № 50.

---

Отпечатано на ротационной ИЯФ СО АН СССР