

04

© 1991 г.

ВЛИЯНИЕ ЦЕЗИЯ НА ЭМИССИЮ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА ИЗ ИСТОЧНИКА С ОТРАЖАТЕЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ

*П. М. Головинский, В. П. Горецкий, А. В. Рябцев, И. А. Солошенко,
А. Ф. Тарасенко, А. И. Щедрин*

Проведены теоретические и экспериментальные исследования влияния цезия на эмиссию отрицательных ионов H^- из источника отражательного типа. Показано, что при добавке паров цезия в разряд основной вклад в генерацию ионов H^- вносят процессы, происходящие на дезированной поверхности разрядной камеры.

1. Для инжекторов нейтральных частиц, используемых в термоядерных установках, необходимы стационарные пучки отрицательных ионов водорода с током $I \approx 10$ А, энергией $eV_0 \approx 1.5$ МэВ и плотностью тока $j \approx 100$ мА/см². В настоящее время, в частности, разрабатываются двухкамерные источники [1, 2], в которых образование ионов H^- происходит в объеме плазмы в процессе диссоциативного прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам H_2 . Добавка паров цезия в такие источники приводит к увеличению выхода ионов H^- [3, 4]. Оптимизация этих источников требует выяснения механизма данного явления.

Увеличение плотности тока в [3, 4] может быть связано либо с дополнительным образованием ионов H^- на поверхности анода, имеющей малую работу выхода за счет пленки цезия (тогда этот источник по принципу действия аналогичен поверхностно-плазменным [5]), либо с увеличением эффективности объемных процессов образования H^- . Предположение о значительной роли цезия в объемной кинетике высказывалось в [3, 6].

В настоящей работе проведены теоретические и экспериментальные исследования влияния цезия на эмиссию отрицательных ионов H^- из источника отражательного типа. Если в отсутствие Cs основным механизмом образования H^- является диссоциативное прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам H_2 , то при добавке цезия, как будет показано ниже, основной вклад в генерацию ионов H^- вносят процессы, происходящие на дезированной поверхности разрядной камеры.

2. Эксперименты проводились на источнике отражательного типа, схема которого представлена на рис. 1. Результаты исследований эмиссионных характеристик в случае чисто водородного разряда были описаны в [7, 8]. Электроны эмиттируются в разрядный промежуток с прямонакального катода 1, а затем осциллируют в продольном магнитном поле между катодом и антикатодом 7, производя ионизацию. Ток накала вольфрамового катода составляет величину ~ 200 А, магнитное поле ~ 2 кГс. Диаметр разрядной камеры равен 5 мм, а разрядной колонны 6—2.5 мм. Водород подавался в камеру через систему отверстий 5, расположенных на одинаковых расстояниях друг от друга. Давление водорода изменялось в пределах $2 \cdot 10^{-2}$ — $3 \cdot 10^{-1}$ Тор. Извлечение ионов осуществлялось поперек магнитного поля через эмиссионную щель, размеры которой могли изменяться от 0.7·10 до 1.5·40 мм². Подача цезия в разряд производилась распылением таблетки двуххромовокислого цезия 8, расположенной на

отражателе 7. Были проведены измерения тока пучка H^- компонентного состава положительных ионов и температуры электронов на периферии как в чисто водородной плазме, так и при введении цезия. Во всех экспериментах ток разряда был равен 6 А, а напряжение разряда U_p при этом определялось давлением водорода в источнике и наличием паров цезия в объеме. В чисто водородном режиме величина U_p изменялась в пределах 140—200 В. При включении разряда в режиме с цезийсодержащей таблеткой на антикатоде напряжение сначала падало до 50 В, а ток отрицательных ионов уменьшался. По истечении нескольких часов напряжение на разряде увеличивалось до значений, близких к чисто водородному режиму и ток H^- заметно возрастал. В этот момент времени и производились измерения. На рис. 2, а приведены зависимости тока H^- , извлекаемого из источника, от давления при величине извлекающего напряжения 14 кВ.

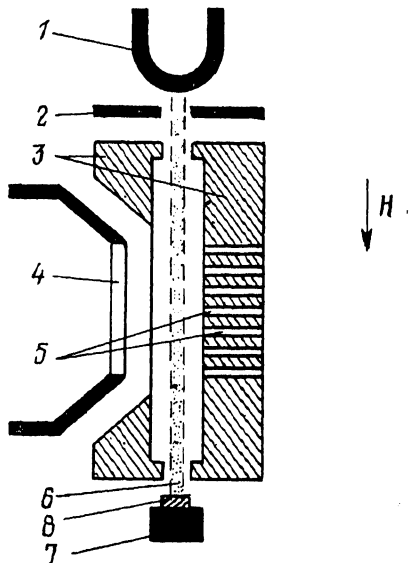


Рис. 1. Схема полного источника.

1 — накаливаемый катод, 2 — катодная диафрагма, 3 — анодная камера, 4 — извлекающий электрод, 5 — отверстия для напуска газа, 6 — разрядная колонна, 7 — антикатод, 8 — таблетка двуххромовокислого цезия.

Как видно, введение цезия приводит к заметным изменениям эмиссионных характеристик источника. Основные особенности заключаются в следующем: 1) зависимость эмиссионного тока от давления становится более сложной; 2) повышается максимальная величина плотности тока ионов H^- ; 3) увеличивается газо-

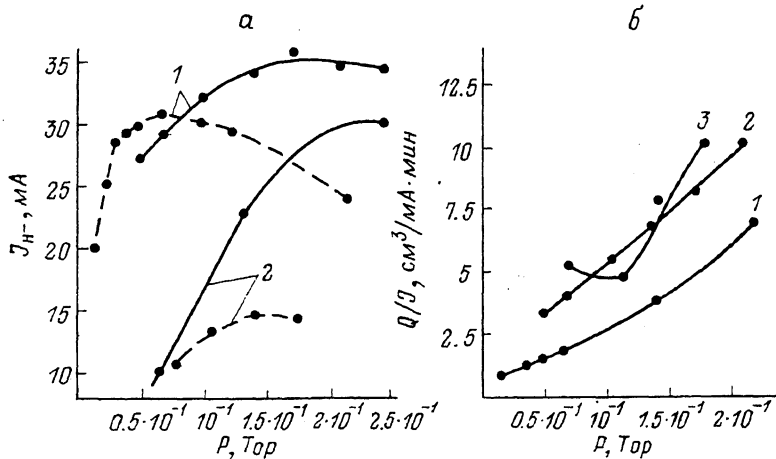


Рис. 2. Эмиссионные характеристики источника.

а — зависимость извлекаемого тока ионов H^- от давления в камере источника ($U_{извл}=14$ кВ): 1 — с цезием, 2 — без цезия, сплошная кривая — эмиссионная щель 1.5·40, пунктир — 0.7·40 мм; б — зависимость расхода газа на единицу извлекаемого тока H^- от давления: 1, 2 — источник с цезием (эмиссионная щель 0.7·40 и 1.5·40 мм соответственно); 3 — источник без цезия (эмиссионная щель 0.7·40 мм).

вая экономичность, особенно при низком давлении; 4) эффект от подачи цезия уменьшается по мере возрастания ширины щели.

Последние три особенности ярко проявляются на рис. 2, б, где представлены зависимости отношения потока газа к току отрицательных ионов от давления водорода. Следует обратить внимание на изменение характера указанных зависимостей: если в чисто водородном разряде существует оптимальное давление, при котором достигается наилучшая газовая экономичность ($P \approx 10^{-1}$ Тор), то

в режиме с цезием последняя обратно пропорциональна давлению H_2 . Максимально достигнутое значение газовой экономичности составляет 2 % (в отсутствие цезия эта величина равна 0.2 %).

Анализ положительных ионов, извлекаемых из источника, показал присутствие в разряде достаточно большого количества ионов цезия. Состав положительных ионов, представленный на рис. 3, а, соответствует режиму с цезием,

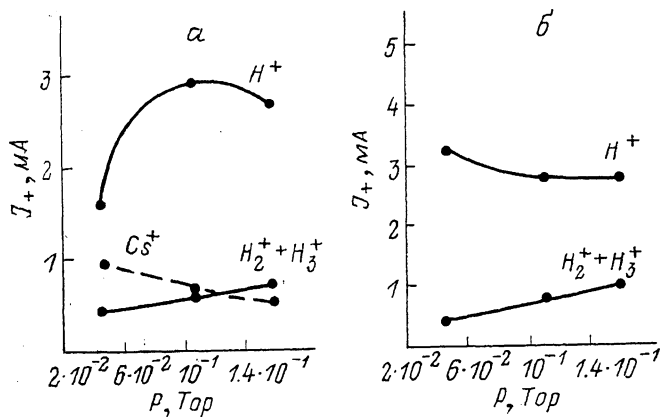


Рис. 3. Компонентный состав тока положительных ионов, извлекаемого из источника. $U_{разр} = 8$ кВ, эмиссионная щель $0.7 \cdot 10$ мм; а — с цезием, б — без цезия.

рис. 3, б — без цезия. Из сравнения рис. 3, а и б следует, что наличие цезия изменяет зависимость компонентного состава ионов водорода от давления. В отсутствие цезия увеличение давления сопровождается уменьшением протонной компоненты, а при наличии цезия концентрация протонов проходит через максимум при $P \approx 10^{-1}$ Торр. Следует отметить, что в обоих режимах протонная компонента является доминирующей.

Присутствие цезия в разряде должно вызывать понижение электронной температуры. Измерения, проведенные на периферии разряда, показали, что это уменьшение особенно существенно при низком давлении (рис. 4).

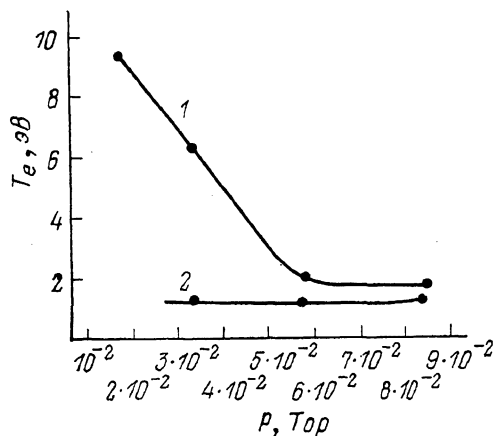


Рис. 4. Зависимость температуры электронов периферийной плазмы от давления.

1 — без цезия, 2 — с цезием.

3. Как известно, основным каналом образования отрицательных ионов H^- в отражательном разряде является диссоциативное прилипание к колебательно-возбужденным молекулам H_2 [9]



Поэтому с целью выяснения механизма влияния цезия на параметры разряда в водородной плазме и скорость образования отрицательных ионов H^- за счет объемных процессов было проведено исследование функции распределения электронов (ФРЭ), которая определяет скоростные константы, ответственные как за производство колебательно-возбужденных молекул H_2 , так и за образование и развал отрицательных ионов.

При расчете ФРЭ использовалось уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергиям f_0

$$\frac{1}{n_e N} \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/2} e^{1/2} \frac{\partial (n_e f_0)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[2 \sum_i \frac{m}{M_i} \frac{N_i}{N} Q_{iT} \varepsilon^2 \left(f_0 + T \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right] = -S_{eN} + S_{ee} + A(\varepsilon) + L(\varepsilon), \quad (2)$$

где ε — энергия (эВ); T — температура газа (эВ); e — заряд электрона; M_i , N_i и Q_{iT} — масса, концентрации молекул и соответствующие транспортные сечения; m — масса электрона; S_{eN} и S_{ee} — интегралы неупругих столкновений электронов с нейтральными частицами и электронами; $A(\varepsilon)$ — ионизационный член, включающий источник первичных электронов; $L(\varepsilon)$ — член, описывающий уход электронов из колонны (дрейф, диффузия).

Интеграл неупругих столкновений электронов с атомами и молекулами газа выбирался в виде

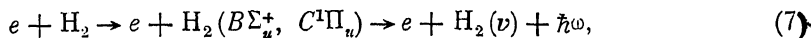
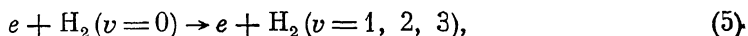
$$S_{eN} = \sum_j \frac{N_j}{N} [(e - \varepsilon_j) Q_j(\varepsilon + \varepsilon_j) f_0(\varepsilon + \varepsilon_j) - \varepsilon Q_j(\varepsilon_j) f_0(\varepsilon)] - \varepsilon Q_2 \frac{N_{H_2^+}}{N} f_0(\varepsilon), \quad (3)$$

Q_j — сечения возбужденных атомов Cs и молекул H_2 с квантом ε_j , Q_2 — сечения диссоциативной рекомбинации.

Член S_{ee} имеет стандартный вид (см., например, [10]), $A(\varepsilon)$ описывает ионизацию Cs и H_2 электронами пучка и каскада

$$A(\varepsilon) = \int_{2\varepsilon + \varepsilon_i}^{\infty} \varepsilon' f_0(\varepsilon') q_i(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon' + \int_{\varepsilon + \varepsilon_i}^{2\varepsilon + \varepsilon_i} \varepsilon' f_0(\varepsilon') q_i(\varepsilon', \varepsilon' - \varepsilon_i - \varepsilon) d\varepsilon' - \varepsilon f_0(\varepsilon) \int_0^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_i}{2}} q_i(\varepsilon, \varepsilon') d\varepsilon' + \frac{S_n e^{-(\varepsilon - \varepsilon_n/\Delta)^2}}{n_e N \Delta 1.77 \sqrt{\frac{2e}{m}}}. \quad (4)$$

Здесь ε_n — энергия электронов пучка (напряжение на разряде); Δ — полуширина разброса по энергии; q_i — дифференциальное сечение ионизации; S_n — число электронов пучка, поступающих в единицу объема колонны за единицу времени. Из неупругих процессов наиболее существенный вклад в формирование ФРЭ вносят следующие:



Сечения для соответствующих реакций взяты из работ [11, 12]. Процессы (6)–(8) и (10)–(11) в основном определяют высокоэнергетичную часть ФРЭ. Область тепловых электронов формируется упругим рассеянием, а также неупругими процессами (5), (9)–(11).

На рис. 5 представлены функции распределения электронов в отражательном разряде в области колонны для различных концентраций цезия и водорода. Добавление цезия к молекулярному водороду, как видно из рисунка, приводит к повышению концентрации плазмы и уменьшению количества электронов с

Таблица 1

$N_{H_2}, \text{см}^{-3}$ (Тор)	$N_{Cs}, \text{см}^{-3}$	$K, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	$K_0, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^3$	$T_e, \text{эВ}$	$n_e, \text{см}^{-3}$
$3.3 \cdot 10^{15}$ (0.1)	0	$3.1 \cdot 10^{20}$	$0.89 \cdot 10^{-6}$	3.1	$2.5 \cdot 10^{14}$
	10^{13}	$2.9 \cdot 10^{20}$	$0.86 \cdot 10^{-6}$	3.0	$2.7 \cdot 10^{14}$
	$3.3 \cdot 10^{13}$	$2.5 \cdot 10^{20}$	0.78	2.7	$3.0 \cdot 10^{14}$
	10^{14}	$1.9 \cdot 10^{20}$	$0.6 \cdot 10^{-6}$	2.3	$3.5 \cdot 10^{14}$
	$3.3 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{20}$	$0.37 \cdot 10^{-6}$	1.6	$4.0 \cdot 10^{14}$
10^{15} (0.03)	0		$1.2 \cdot 10^{-6}$	4.9	$2.8 \cdot 10^{14}$
	10^{13}		$1.2 \cdot 10^{-6}$	4.5	$3.1 \cdot 10^{14}$
	$3.3 \cdot 10^{13}$		$1.0 \cdot 10^{-6}$	3.8	$3.7 \cdot 10^{14}$
	10^{14}		$0.8 \cdot 10^{-6}$	2.8	$4.5 \cdot 10^{14}$

Примечание. n_e и T_e — концентрация и температура электронов. K — скорость возбуждения всех колебательных уровней, K_0 — скоростная константа отлпанин электронов (12). Скорость инъекции быстрых (100 эВ) электронов с катода, нормированная на объем колонны, $2 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$.

с энергией, большей порога ионизации цезия. Температура электронов T_e ($T_e = -1/(d \ln f_0)/(d\varepsilon)$) имеет смысл до энергий ≤ 20 эВ) при этом падает, что находится в соответствии с экспериментальными данными (рис. 4). Уменьшение температуры и количества высокоэнергетичных электронов в свою очередь вызывает замедление темпа образования колебательно-возбужденных молекул H_2 (табл. 1). В табл. 1 приведена полная скорость возбуждения колебательных уровней молекулы H_2

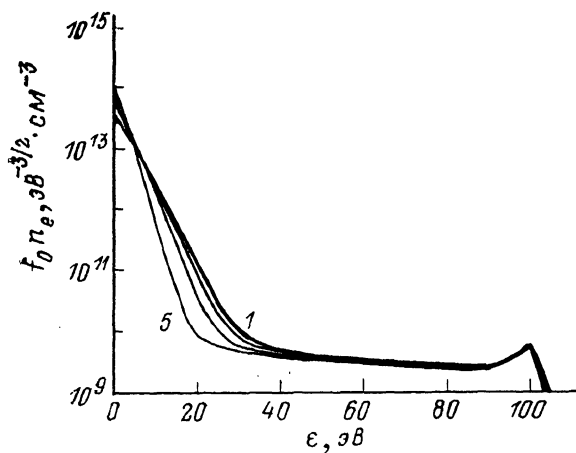
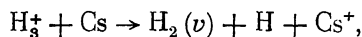


Рис. 5. Функция распределения электронов по энергиям в разрядной колонне источника с цезием при плотности $N_{H_2} = 3.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

$N_{Cs}, \text{см}^{-3}$: 1 — 0, 2 — 10^{13} , 3 — $3.3 \cdot 10^{13}$, 4 — 10^{14} , 5 — $3.3 \cdot 10^{14}$.

$$K = n_e N_{H_2} + \sum_{v=1}^{14} k_v = n_e N_{H_2} + V \sqrt{\frac{2e}{m}} \sum_{v=1}^{14} \int_0^{\infty} \varepsilon Q_v(\varepsilon) f_0(\varepsilon) d\varepsilon,$$

рассчитанная с учетом ФРЭ в зависимости от концентрации цезия в разряде. Скорость реакции



которая также может приводить к изменению населенности уровней колебательно-возбужденных молекул на два порядка ниже K . Соотношения между константами возбуждения отдельных колебательных уровней слабо зависят от постоянного давления цезия и для концентраций $N_{Cs} = 3.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{H_2} = 10^2 N_{Cs}$ представлены в табл. 2.

Достаточно большое количество ионов Cs^+ даже при малом парциальном давлении Cs обусловлено высокой скоростью ионизации (табл. 3) и низким темпом рекомбинации. При постоянной концентрации цезия в разряде уменьшение давления H_2 приводит к перераспределению энергетических потерь электронов, идущих на ионизацию между H_2 и Cs. Для давления $H_2 = 0.03$ Тор на ионизацию H_2 и Cs расходуется соответственно 23 и 17 % энергии первичного пучка (ср. с табл. 3). С этим и связано повышение концентрации Cs^+ при понижении давления водорода (рис. 3, а).

Таблица 2

ν	$k_{\nu}, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	ν	$k_{\nu}, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$
1	$2.82 \cdot 10^{19}$	9	$1.57 \cdot 10^{19}$
2	$2.46 \cdot 10^{19}$	10	$1.45 \cdot 10^{19}$
3	$2.44 \cdot 10^{19}$	11	$1.37 \cdot 10^{19}$
4	$2.39 \cdot 10^{19}$	12	$0.71 \cdot 10^{19}$
5	$2.36 \cdot 10^{19}$	13	$1.19 \cdot 10^{19}$
6	$2.18 \cdot 10^{19}$	14	$0.68 \cdot 10^{19}$
7	$1.96 \cdot 10^{19}$		
8	$1.75 \cdot 10^{20}$	1—14	$2.54 \cdot 10^{20}$

Примечание. Скорость возбуждения каждого колебательного уровня H_2 ($\nu=1..14$) при $N_{\text{H}_2}=3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $N_{\text{Cs}}=3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Как уже говорилось выше, отрицательные ионы образуются посредством диссоциативного прилипания к молекулам H_2 (ν). Скорость диссоциативного прилипания с учетом распределения по колебательным уровням слабо изменяется в интервале электронных температур $T_e=2-4$ эВ. Основным механизмом ухода в уравнении баланса H^- в колонне при температуре $T_e=2$ эВ является реакция отлипания



Сравнение скоростей, отвечающих за приход и исчезновение (табл. 1) отрицательных ионов, показывает, что уменьшение константы колебательного возбуждения K при увеличении концентрации цезия не компенсируется соответствующим падением темпа отлипания K_0 из-за понижения температуры.

Таким образом, наблюдаемое экспериментально значительное увеличение эффективности источника ионов H^- не может быть объяснено объемными процессами. Единственным механизмом, обеспечивающим это увеличение, может быть перезарядка протонов на покрытом цезием аноде. Действительно, как показали зондовые измерения, потенциал пространства на периферии разряда равен $+5$ В по отношению к аноду, т. е. энергия протонов, бомбардирующих анод, достаточна для того, чтобы коэффициент преобразования в отрицательные ионы составлял десятки процентов. Поскольку плотность тока протонов в области эмиссионной щели достигала ~ 300 мА/см², то такой коэффициент преобразования может обеспечить наблюдаемые экспериментально плотности тока. Учитывая, что длина пробега ионов H^- в плазме невелика (~ 0.1 см), сле-

Таблица 3

Процесс	Мощность потерь, %
Нагрев газа	2
Диссоциативная рекомбинация	15
Возбуждение электронных уровней H_2 (B, C)	19
Возбуждение метастабилей H_2	15
Возбуждение колебательного уровня H_2 ($\nu=1$)	6
Возбуждение колебательного уровня H_2 ($\nu=2$)	1.5
Возбуждение колебательного уровня H_2 ($\nu=3$)	0.2
Ионизация H_2	31
Ионизация Cs	8

Примечание. Относительные мощности потерь в разряде при $N_{\text{H}_2}=3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Cs}}=3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

довало ожидать, что при таком механизме эмиссии будет работать в основном узкая кромка анода вблизи эмиссионной щели. При этом протоны, падающие под скользящим углом к поверхности кромки щели и преобразующиеся в ионы H^- , сразу вылетают в эмиссионную щель. Исходя из этой гипотезы, легко объяснить наблюдающиеся экспериментально эмиссионные характеристики — слабую зависимость тока ионов H^- от ширины щели, уменьшение газовой экономичности источника с увеличением давления и ширины щели. Немонотонный характер зависимости тока ионов H^- от давления (кривые I на рис. 2, a) объясняется при этом аналогичной зависимостью плотности тока протонов (рис. 3, b).

Таким образом, изначально объемный источник при добавлении цезия превращается в поверхностно-плазменный. Отличием от разрабатываемых поверхностно-плазменных источников в данном случае является то, что основным местом рождения ионов H^- является не катод или специальный электрод под отрицательным потенциалом, а анод разряда. Таким образом, единственным преимуществом данного источника по сравнению с обычным поверхностно-плазменным может быть меньший разброс скоростей ионов в формируемом пучке.

Список литературы

- [1] Allan M., Wong S. F. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. N 26. P. 1791—1794.
- [2] Leung K. N., Ehlers K. W., Bacal M. // Rev. Sci. Instr. 1983. Vol. 54. N 1. P. 56—61.
- [3] Walter S. R., Leung K. N., Hunkel W. B. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 7. P. 3424—3429.
- [4] Okumura Y., Nakada M., Inoue T. et al. // V Intern. Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. Brookhaven, 1989. P. 169—183.
- [5] Бельченко Ю. И., Димов Г. И., Дудников В. Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 39-73. Новосибирск, 1973. 12 с.
- [6] Антипов С. П., Елизаров Л. И., Мартынов М. И., Чесноков В. М. // ПТЭ. 1984. № 4. С. 42—44.
- [7] Горецкий В. П., Солошенко И. А., Тарасенко А. Ф. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 11. С. 201—204.
- [8] Golovinsky P. M., Goretsky U. P., Mosijuk A. N. et al. // V. Intern. Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. Brookhaven, 1989. С. 340—353.
- [9] Gorse C., Capitelli M., Bacal M. et al. // Chem. Phys. 1987. Vol. 117. P. 177—195.
- [10] Головинский П. М., Шедрин А. И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 51—56.
- [11] Bretagne J., Capitelli M., Gorse C., Bacal M. // Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting on Negative Ion Beam Heating. Grenoble, 1985. P. 76—78.
- [12] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пякуса. М.: Наука, 1973. 480 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
4 июля 1990 г.
В окончательной редакции
27 мая 1991 г.