

- [1] Brandhorst H. W., Flood D., Weinberg I. // 16th Intersociety Energy Conversion Engineering Conf. «Technologies for the Transition.» Atlanta, 1984. P. 409—415.
 [2] Smith B. S., Brooks G. R., Pinkerton R. // 18th IEEE Photovoltaic Spectr. Conf. Las Vegas, 1985. P. 387—392.
 [3] Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1987. 280 с.
 [4] Алферов Ж. И., Андреев В. М., Вакарельска К. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 193—197.

Кишиневский политехнический институт
им. С. Лазо

Поступило в Редакцию
25 июля 1988 г.

04; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989

ЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЕЗЦЕЗИЕВОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ Н⁻ НА ОСНОВЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

В. П. Горещкий, И. А. Солошенко, А. Ф. Тарасенко

Для нагрева плазмы в проектируемых и строящихся термоядерных установках предполагается использовать инжекцию потоков нейтральных частиц с энергией ~ 1 МэВ и с эквивалентным током ~ 10 А. Для создания таких инжекторов требуются стационарные пучки отрицательных ионов водорода с плотностью тока в области эмиссии ~ 100 мА/см². Такие потоки ионов Н⁻ получены в ИАЭ им. И. В. Курчатова методом двойной перезарядки пучков положительных ионов на сверхзвуковой натриевой струе [1]. Максимальный ток ионов Н⁻, достигнутый в этой работе, составляет 5.5 А. Указанному требованию удовлетворяют также разработанные в ИЯФ СО АН СССР поверхностно-плазменные источники, обеспечивающие в импульсном режиме плотность тока до 8 А/см² [2], в стационарном режиме до 60 мА/см² [3]. Перспективным является и разработанный в ИАЭ им. И. В. Курчатова источник, в котором образование ионов Н⁻ происходит в объеме плазмы [4]. В стационарном режиме он позволяет получить ионный ток ~ 3 А. Однако во всех названных системах используются пары щелочных металлов: в первой — натрия, в остальных — цезия. Поскольку эти пары могут существенно ухудшать высоковольтную прочность ускоряющих промежутков, то за рубежом ведутся интенсивные исследования безцезиевых объемных источников. В настоящее время убедительно установлено, что образование отрицательных ионов в объеме плазмы происходит в основном в результате диссоциативного прилипания холодных электронов ($kT_e \lesssim 1$ эВ) к молекулам Н₂, возбужденным на высокий колебательный уровень ($v \geq 5$) [5-7]. Основным процессом, обеспечивающим указанное возбуждение, является столкновение с быстрыми электронами. Процесс носит двухступенчатый характер: сначала молекула переводится в возбужденное электронное состояние, а затем в результате излучения она переходит в основное электронное состояние с высоким уровнем колебательного возбуждения. Поскольку для возбуждения молекул требуются быстрые, а для образования отрицательных ионов, наоборот, медленные электроны, то используются двухкамерные источники [7], в которых указанные процессы пространственно разнесены: в первой, газоразрядной, камере быстрые электроны, поддерживающие разряд, производят возбуждение молекул, во второй камере, отделенной от первой магнитным барьером, в результате схлаждения электронов достигаются оптимальные условия для образования отрицательных ионов.

В настоящей работе проведены исследования другого типа объемного безцезиевого источника ионов Н⁻, в котором используется отражательный разряд в магнитном поле. Получены рекордные для стационарных безцезиевых систем значения плотности тока (до 100 мА/см²) и проанализированы возможности использования такого типа источника для инжекторов нейтральных частиц.

Прежде чем перейти к результатам экспериментов, проведем краткий анализ эмиссионных возможностей такого разряда. Следует отметить, что как источник ионов Н⁻ он использовался уже давно [8], но поскольку в то время считалось, что основным процессом образова-

ния отрицательных ионов является диссоциативное прилипание электронов к молекулам, находящимся в основном состоянии, то высокая эмиссионная способность источника ($j \approx \approx 50$ мА/см²) объяснялась эффектом собирания в эмиссионную щель всех образованных в разряде ионов Н⁻ [9]. Такое собирание могло осуществляться в результате дрейфа ионов в скрещенных $E \perp H$ полях. Однако, как будет показано ниже, собирание в данном источнике отсутствует, а высокая эмиссионная способность объясняется на основе современных представлений об объемных процессах образования ионов Н⁻.

Схема рассматриваемого разряда представлена на рис. 1. Электроны эмитируются в разрядный промежуток с прямоканального катода 1. Перед анодной камерой 3 расположена диафрагма 2, ограничивающая радиальный размер разряда и плазменного столба 6. Отражение электронов, производящих ионизацию газа, осуществляется с помощью антикатада 7, потенциал которого близок к потенциалу катода. Напуск газа осуществляется в анодную камеру через отверстия 5, расположенные на одинаковых расстояниях друг от друга. Магнитное поле направлено вдоль оси системы. Извлечение ионов осуществляется через щель

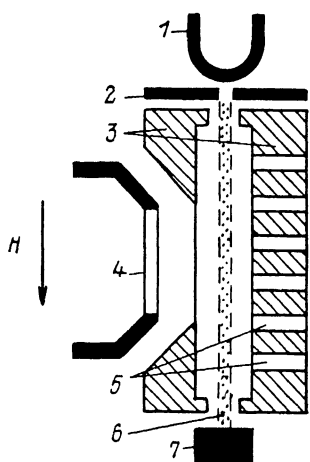


Рис. 1.

полем электрода 4. Между разрядной колонной и стенкой анодной камеры имеется регулируемый зазор. В разрядной колонне концентрация тепловых электронов $n_e \sim 10^{14}$ см⁻³, концентрация быстрых электронов примерно на два порядка ниже [10]. В области за колонной быстрых электронов практически нет, а температура и концентрация тепловых электронов спадают вдоль радиуса [10]. Поскольку сечение образования ионов Н⁻ в реакции с участием возбужденных молекул растет с понижением T_e , то можно ожидать, что концентрация отрицательных ионов будет максимальна за пределами разрядной колонны, т. е. данная система аналогична двухкамерным системам.

Учитывая лишь основной процесс образования ионов Н⁻, а также их потери за счет столкновений с электронами, протонами и атомами водорода, легко получить следующее выражение для концентрации ионов Н⁻:

$$n_- = \frac{n_e \langle \sigma_{-v_e} \rangle n_{H_2^*}}{n_e \langle \sigma_{pev} \rangle + \alpha n_{H^+} + n_H \langle \sigma_{pHv_e} \rangle}, \quad (1)$$

где n_e , n_{H^+} , n_H , $n_{H_2^*}$ — концентрации электронов, протонов, атомов и колебательно возбужденных молекул водорода в области образования ионов Н⁻, $\langle \sigma_{-v_e} \rangle$, $\langle \sigma_{pev} \rangle$, α , $\langle \sigma_{pHv_e} \rangle$ — скорости реакций образования Н⁻ и их развала при столкновении с электронами, протонами и атомами соответственно.

Наиболее неопределенной величиной в (1) является концентрация возбужденных молекул. Помимо указанного выше механизма, связанного со столкновениями с быстрыми электронами, колебательное возбуждение молекул может происходить также в процессе нейтрализации молекулярных ионов на электродах с отрицательным потенциалом [11] (катод, антикатод) и рекомбинации атомов водорода на всех поверхностях, окружающих разряд [12]. Девозбуждение Н₂ происходит при столкновениях с электронами, атомами водорода и поверхностями газоразрядной камеры [13]. В настоящее время еще нет достаточных данных обо всех указанных процессах, и поэтому для грубых оценок будем предполагать, что, как и в двухкамерных источниках, величина $n_{H_2^*}/n_{H_2} \sim 0.01$ [13].

Соотношение между скоростями потерь Н⁻ в результате трех процессов, описываемых знаменателем выражения (1), существенно зависит от режима разряда, но их максимально возможные значения в описанных ниже экспериментах близки по величине и составляют $\sim 10^{-7}$ см³/с. Подставляя в (1) $n_{H_2^*}/n_{H_2} = 0.01$, $\langle \sigma_{pev} \rangle = \alpha = \langle \sigma_{pHv_e} \rangle (n_H/n_e) = 10^{-7}$ см³/с максимальное значение скорости реакции образования отрицательных ионов $\langle \sigma_{-v_e} \rangle = 10^{-8}$ см³/с, для давления $P = 1 \cdot 10^{-1}$ Тор получим $n_- = 10^{12}$ см⁻³, что при $v_- = 10^6$ см/с соответствует плотности тока $j_- = 160$ мА/см².

Основные эмиссионные характеристики источника, полученные экспериментально, представлены на рис. 2, 3. На рис. 2 приведены зависимости извлекаемого из источника тока ионов Н⁻ от разрядного тока, измеренные при различных давлениях газа. Как следует из выражения (1), при неизменных значениях скоростей процессов ток ионов Н⁻ должен вначале расти с ростом I_p , а затем достигать насыщения (именно такие зависимости получены

в экспериментах с двухкамерными источниками). Наблюдаемое в исследуемом источнике уменьшение I_- при больших разрядных токах, по-видимому, связано с уменьшением разрядного напряжения (само по себе уменьшение разрядного напряжения при прочих равных условиях приводит всегда к падению I_- , что связано, по всей видимости, с уменьшением скорости образования H_2 за счет уменьшения энергии быстрых электронов).

Аналогичный характер носит зависимость I_- от давления газа (рис. 3). Вместо линейного роста I_- при малых P при насыщении при больших P , как это следует из (1) при неизменных скоростях процессов, наблюдается зависимость с максимумом. Уменьшение I_- при больших P может быть связано как с уменьшением V_p , так и с уменьшением плотности плазмы. Последнее обстоятельство было установлено при измерении зависимости ионного тока на антикатод от давления газа.

Особое внимание следует обратить на то, что максимальная величина тока растет пропорционально не только длине (как это отмечалось в работе [8]), но и ширине эмиссионной

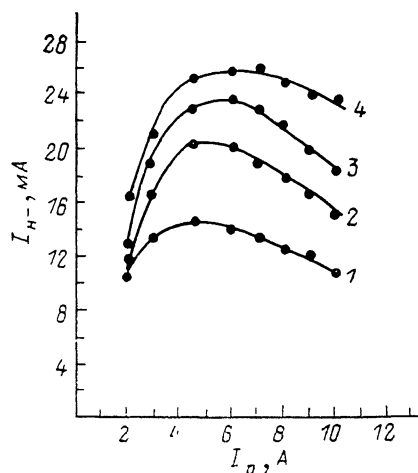


Рис. 2. Зависимость тока ионов H^- от тока разряда.

Извлекающее напряжение $U_0=14$ кВ, эмиссионная щель 1×40 мм, давление в источнике (P , Тор): 1 — 6.5×10^{-2} , 2 — $8.7 \cdot 10^{-2}$, 3 — $1.1 \cdot 10^{-1}$, 4 — $1.4 \cdot 10^{-1}$.

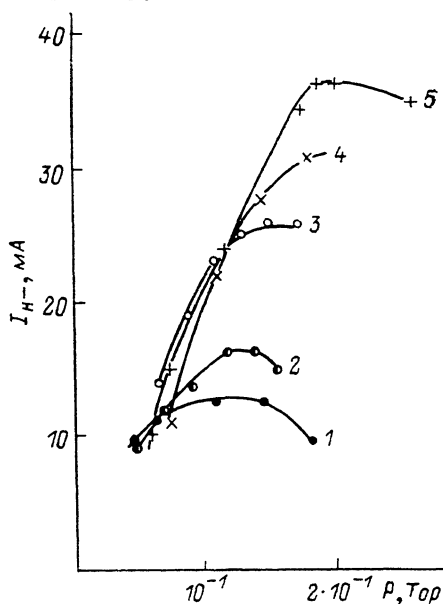


Рис. 3. Зависимость тока ионов H^- от давления газа.

$U_0=14$ кВ, разрядный ток оптимальный, длина эмиссионной щели 40 мм, ширина (Δ , мм): 1 — 0.6, 2 — 9.7, 3 — 1, 4 — 1.2, 5 — 1.5.

щели (рис. 3). Этот факт указывает на отсутствие собирания ионов в щель. Следует, однако, иметь в виду, что при изменении ширины щели Δ заметно изменяются условия в эмиссионной области; в частности, при одинаковых значениях давления в камере источника давление в области щели будет уменьшаться при увеличении Δ (этим обстоятельством можно объяснить смещение максимума на кривых, приведенных на рис. 3, в область более высоких давлений при увеличении Δ). Для того чтобы более однозначно судить об отсутствии собирания ионов, были проведены эксперименты с двухщелевым источником ионов (напротив основной щели в анодной камере была прорезана дополнительная щель равных размеров с основной). Оказалось, что величина тока, извлекаемого из любой щели при любых фиксированных условиях, в разряде зависит только от величины напряжения, приложенного к данному извлекающему промежутку, и совершенно не зависит от напряжения на другом промежутке. Этот факт однозначно указывает на отсутствие заметного собирания отрицательных ионов из колонны разряда.

В приведенных выше экспериментах со сравнительно длинной щелью ($l=40$ мм) средняя плотность тока ионов H^- составляет $j_- = 60$ мА/см². Однако при уменьшении длины щели до $l=10$ мм и приближении ее к катоду величина j_- возрастает до 80—100 мА/см². Таким образом, по плотности тока исследуемый источник удовлетворяет требованиям, предъявляемым

к инжекторным источникам. Общий ток можно увеличить одновременно увеличением поверхности эмиссии и скорости откачки газа. В настоящих экспериментах максимальная величина тока $I_- = 40$ мА достигнута при скорости откачки газа $S = 3.5 \cdot 10^3$ л/с. Легко видеть, что для источника ионов на 10 А требуется скорость откачки $\sim 10^6$ л/с.

Кроме достигаемой без применения паров цезия сравнительно большой плотности тока источник обладает и другим положительным качеством — сравнительно малым фазовым объемом V_ϕ . Причем, как показали эксперименты, минимальное значение V_ϕ наблюдается в области максимальной эмиссионной способности источника и минимального отношения тока электронов к току ионов ($I_e/I_- \approx 5$). При этом значение V_ϕ в направлении, перпендикулярном щели, равно 10^5 см·рад, а в направлении, параллельном щели, $3.5 \cdot 10^{-7}$ см·рад. Это соответствует «температуре» ионов в эмиссионном сечении $kT_i \approx 0.8$ эВ.

Список литературы

- [1] *Kuznetsov V. V., Semashko N. N., Krylov A. I. et al. // IAEA Technical Comitee Meeting. Grenoble, 1985. P. 110—111.*
- [2] *Бельченко Ю. И., Димов Г. И., Дудников В. Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 39-73. Новосибирск, 1973. 12 с.*
- [3] *Leung K. N., Ehlers K. W. // Rev. Sci. Instrum. 1982. Vol. 53. N 6. P. 803—809.*
- [4] *Антипов С. П., Елизаров Л. И., Мартынов М. И., Чесноков В. М. Препринт ИАЭ. № 4464/7. М., 1987. 11 с.*
- [5] *Кучинский В. В., Мишаков В. Г., Тибалов А. С., Шухтин А. М. // Опт. и спектр. 1975. Т. 39. Вып. 6. С. 1043—1048.*
- [6] *Allan M., Wong S. F. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. N 26. P. 1791—1794.*
- [7] *Leung K. N., Ehlers K. W., Bacal M. // Rev. Sci. Instrum. 1983. Vol. 54. N 1. P. 56—61.*
- [8] *Ehlers K. W. // Nucl. Instrum. Methods. 1965. Vol. 32. N 1. P. 309—316.*
- [9] *Габович М. Д., Найдя А. П., Исаев Ф. М. // УФЖ. 1970. Т. 15. № 4. С. 667—671.*
- [10] *Романюк Л. И., Свавильный Н. Е. // УФЖ. 1976. Т. 21. № 6. С. 984—989.*
- [11] *Hiskes I. R., Karo A. M., Willman P. A. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. Vol. A3 (3). N 2. P. 1229—1233.*
- [12] *Hall R. I., Cadez I., Landau M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 337—341.*
- [13] *Hiskes I. R., Karo A. M., Willman P. A. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 5. P. 1759—1764.*

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
24 января 1989 г.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ «СПОНТАННОЙ» НАМАГНИЧЕННОСТИ В АМОРФНОМ $Y_3Fe_5O_{12}$

Ю. Г. Чукалкин, С. Г. Бовданов, В. Р. Штирц

Аморфные оксидные магнетики с отрицательным обменным взаимодействием, исходя из физических соображений, должны обладать сперомагнитным типом магнитного упорядочения [1], при реализации которого отсутствует спонтанная макроскопическая намагниченность. Такой тип магнитного упорядочения возникает в результате топологических фрустраций отрицательных обменных связей из-за отсутствия трансляционной симметрии в расположении магнитоактивных ионов. Тем не менее магнитные измерения образцов аморфного $Y_3Fe_5O_{12}$, полученного различными методами, неизменно обнаруживают существование небольшой спонтанной намагниченности [2–4]. Цель данной работы — выяснить причину появления спонтанной намагниченности: является ли она свойством, внутренне присущим аморфному состоянию (вопреки теоретическим прогнозам), либо обусловлена паразитными эффектами, например присутствием магнитных примесей.

Образцы, методики измерений и результаты

В качестве исходного сырья для получения аморфных образцов использовали поликристаллический $Y_3Fe_5O_{12}$ в виде дисков (диаметр 7 мм, высота 1—1.5 мм) и порошков, синтезированных по стандартной технологии [5, 6]. Исследования исходных кристаллических