

03-46



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

59565

P9-2003-46

Д. Л. Новиков

ВНЕШНЯЯ ИНЖЕКЦИЯ ИОНОВ H_2^+
В СИЛЬНОТОЧНЫЙ ЦИКЛОТРОН-ИНЖЕКТОР
ДЛЯ ФАЗОТРОНА ОИЯИ

2003

В циклотроне-инжекторе для фазотрона ОИЯИ на энергию 5 МэВ с интенсивностью выведенного пучка частиц с током 10–50 мА [1–3] предполагается использовать внешнюю инжекцию в циклотрон пучка ионов H^- с последующей двухступенчатой перезарядкой выведенного из него пучка ионов H^- сначала в H^0 , а затем в H^+ (р) (см. рис. 1). Схема внешней инжекции ионов H^- в циклотрон хорошо отработана и дала положительные результаты на ряде успешно работающих циклотронных установок [4, 5].

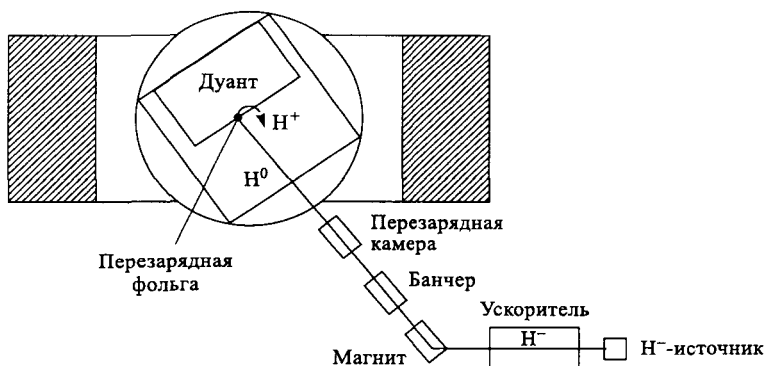


Рис. 1. Схема внешней инжекции пучка в фазотрон

Тем не менее, в последнее время появились альтернативные предложения по использованию для инжекции в циклотрон ионов H_2^+ [6], что имеет определенные перспективы в многоступенчатых циклотронных комплексах для электроядерного способа получения энергии. Целью настоящей работы является попытка оценить преимущества и недостатки использования в качестве инструмента внешней инжекции в циклотрон пучка ионов H_2^+ .

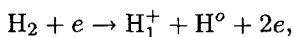
ИСТОЧНИК ИОНОВ

Для получения достаточного количества ионов H_2^+ можно остановить свой выбор на источнике ионов с осцилляцией электронов (PIG) либо на источнике типа дуоплазмотрон, которые способны обеспечить на выходе из источника ток пучка требуемых ионов в непрерывном режиме работы до 50–100 мА.

Но прежде чем перечислять особенности того или иного источника ионов для обеспечения максимально возможного выхода из него ионов H_2^+ , рассмотрим общие вопросы взаимодействия водородных молекул и атомов под воздействием электронного удара первичного электронного пучка.

Состав ионного пучка, выходящего из источника, определяется целым рядом процессов: диссоциацией молекул водорода или молекулярных ионов, ионизацией молекул и атомов с различной зависимостью поперечного сечения σ от энергии налетающих первичных электронов.

Процесс диссоциации молекул водорода на два нейтральных атома с энергией каждого 2,2 эВ начинается с энергии первичного пучка электронов 8,8 эВ. Когда энергия первичных электронов превышает 15,6 эВ, становится возможным образование устойчивого молекулярного иона H_2^+ . Дальнейшее увеличение энергии первичного пучка электронов свыше 28 эВ приводит к образованию протона и нейтрального атома водорода:



однако эффективное сечение этого процесса значительно меньше, примерно в 200 раз, по сравнению с образованием молекулярного иона. Дальнейшее увеличение энергии первичных электронов до 46 эВ может привести к образованию молекулярного иона H_2^{++} , диссоциирующего с большой вероятностью на два протона с энергией каждого 10 эВ.

Одновременно с первичными процессами соударения электронов с молекулами водорода происходят вторичные соударения электронов с вновь образованными в первичном процессе атомами водорода и молекулярными ионами водорода H_2^+ .

Таблица 1

Процессы при столкновении с электроном	Пороговая энергия E_n , эВ	Энергия max сечения, эВ	σ_{max} , 10^{-16} см ²
$H_2 + e = H_1^0 + H_1^0 + e + 4,4$ эВ	8,8	16,5	0,9
$H_2 + e = H_2^+ + 2e$	15,6	80	1,1
$H_2 + e = H_1^+ + H_1^0 + 2e + 10$ эВ	28	120	0,005
$H_2 + e = H_2^{++} + 3e \rightarrow$ $\rightarrow H_1^+ + H_1^+ + 3e + 20$ эВ	46	140	0,07
$H_1^0 + e = H_1^+ + 2e$	13,5	40	0,65
$H_1^0 + e = H_1^+(2P) + e$	10,2	25	0,7
$H_2^+ + e = H_1^+ + H_1^0 + e$	18	40	0,01

Все наиболее вероятные процессы взаимодействия электронного пучка с водородом, значения их эффективных сечений и соответствующие им максимумы энергии налетающих первичных электронов приведены в табл. 1 [7].

Таким образом, как видно из табл. 1, варьируя энергетический спектр электронов путем изменения параметров разряда, можно в той или иной степени изменять компонентный состав ионного пучка, извлекаемого из газоразрядной плазмы. Знание физических процессов, протекающих в газоразрядной плазме, и экспериментальные исследования, проведенные при конструировании различных типов источников ионов, приводят к практическим рекомендациям, позволяющим иметь требуемый компонент пучка. На рис. 2 показаны зависимости относительного содержания атомарного и молекулярного компонентов полного тока от величины тока разряда источника, приведенные в работе [9].

Теперь перейдем к конструктивным и технологическим особенностям дуоплазмотрона как наиболее эффективного источника, обеспечивающего номинальные токи ионов H_2^+ . В стендовых исследованиях было показано, что относительное содержание различных компонентов пучка ионов, извлекаемых из дуоплазмотрона, зависит от давления в его рабочей камере, или, что то же самое, от расхода водорода, подаваемого в источник. С увеличением давления в разрядной полости растет, как правило, компонент H_2^+ и уменьшается протонный компонент H_1^+ . Большое влияние на состав ионного пучка оказывает геометрия дуоплазмотрона. Так, увеличение расстояния между анодом и промежуточным электродом дуоплазмотрона приводит к росту содержания протонов и уменьшению молекулярных ионов (см. табл. 2) [8].

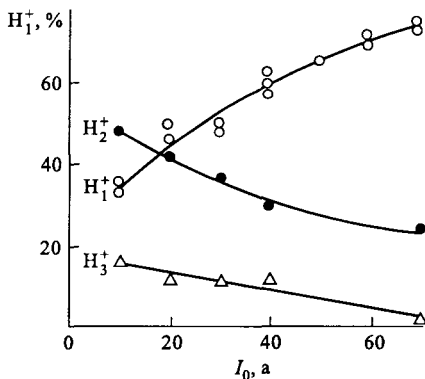


Рис. 2. Процентное содержание ионов водорода в пучке в зависимости от тока дуги источника

Таблица 2

Расстояние анод — пром. электрод, мм	Содержание компонентов, %		
	H_1^+	H_2^+	H_3^+
1,5	24	71	5
2,8	35	50	15
5,3	41	41	18

Для увеличения выхода молекулярных ионов водорода H_2^+ в конструкции дуоплазмотрона дополнительный промежуточный электрод должен иметь положительный потенциал по отношению к разрядной камере, водород следует подавать в область, прилегающую к катоду, и т. д. Экспериментальные данные показывают, что дуоплазмотрон можно использовать как источник молекулярных ионов с содержанием необходимого компонента в составе пучка до 80 % [10].

На рис. 3 приведена конструкция дуоплазмотрона, позволяющего получать в непрерывном режиме пучок ионов с энергией 60–100 кэВ и током $\sim 0,5$ А при содержании ионов H_2^+ 65 %.

После выхода пучка ионов из эмиссионного отверстия источника он начинает расплываться при своем распространении вдоль оси инжекционного канала. Существуют две основные причины расплывания пучка. Первая причина — это действие собственного пространственного заряда пучка. Если сравнивать действие пространственного заряда пучка ионов H^- и H_2^+ , то преимущество нужно отдать пучку ионов H_2^+ , поскольку масса иона H_2^+ в 2 раза больше массы иона H^- , следовательно, воздействие собственного пространственного заряда на пучок для него в $\sqrt{2}$ раз слабее.

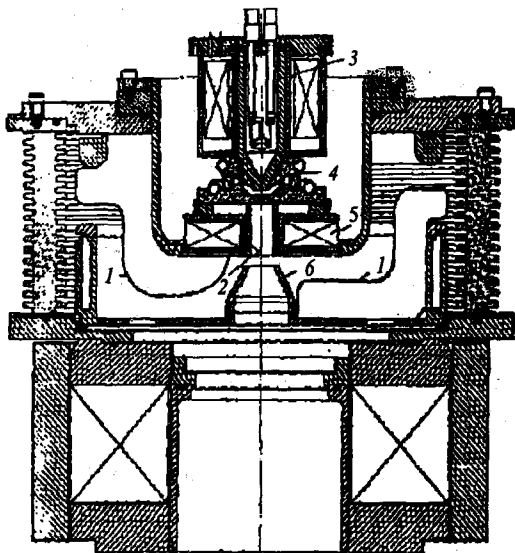


Рис. 3. Мощный дуоплазмотрон непрерывного действия [10]: 1 — сборники электронов; 2 — анодная чаша-экспандер; 3 — промежуточный электрод; 4 — медный блок; 5 — катушка для коррекции плазменной поверхности в экспандере; 6 — извлекающий электрод

Другой, не менее существенной, причиной расплывания пучка является неупорядоченный значительный разброс поперечных скоростей ионов, извлеченных из газоразрядной плазмы источника ионов.

Для характеристики эффекта расплывания пучка используется общепринятое понятие фазового объема и эмиттанса пучка. Двумерный поперечный фазовый объем определяется выражением

$$V_f = \frac{1}{\pi M_0 c} \int dx dp_x,$$

а эмиттанс пучка E — выражением

$$E = \frac{1}{\pi} \int dx dx' = \frac{V_f}{\beta \gamma},$$

где $\beta = \frac{v}{c}$, а $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$.

Непосредственно экспериментально измеряется эмиттанс, а особенною двумерного поперечного фазового объема является то, что эта величина не зависит от энергии частиц. Часто эту величину, характеризующую поведение пучка ионов, называют нормализованным эмиттансом пучка E_N .

Эмиттанс пучка связан с параметрами плазмы источника ионов. Нормализованный эмиттанс пучка при определенных допущениях можно вычислить с помощью формулы

$$E_N = 2r_0 \sqrt{\frac{2T_i}{Mc^2}},$$

где r_0 — радиус плазмы, которая служит источником ионов с температурой T_i , выраженной в соответствующих единицах энергии.

При исследовании пучка ионов, извлекаемого из дуоплазмотрона [11], установлено, что рассчитанная по формуле величина эмиттанса совпадает с экспериментально измеренной величиной, если принять $T_i = 4$ эВ. Средняя величина температуры ионного компонента T_i в разрядной полости дуоплазмотрона близка к 20 эВ [12].

К причинам, которые приводят к плохому качеству пучка (большой величине эмиттанса), следует отнести:

- высокую температуру ионов в плазменном эмиттере,
- неблагоприятную форму плазменной границы под влиянием различного рода колебаний в плазме источника,
- эффекты нелинейного распределения кулоновских сил,
- коллективные взаимодействия в нейтрализованном ионном пучке и т. д.

Значения эмиттанса пучков ионов, извлеченных из некоторых дуоплазмотронов, приведены в табл. 3.

Как видно из данных табл. 3, средняя величина нормализованного эмиттанса E_N для пучка ионов, экстрагированных из дуоплазматрона, примерно в 3–4 раза выше значения нормализованного эмиттанса пучка ионов, полученных из современных объемных источников ионов [13], что естественно объясняется самим физическим процессом образования ионов H_2^+ в образующей плазме дуоплазматрона (см. табл. 1). Это обстоятельство, естественно, является существенным недостатком схемы внешней инжекции с использованием ионов H_2^+ по сравнению со схемой инжекции ионов H^- .

Таблица 3

Ток пучка, мА	Напряжение, кВ	E , мм · мрад	E_N мм · мрад	Литература
80	30		2	17
54	43	55	0,53	11
90	49	83	0,85	11
60	40		0,6	18

ПЕРЕЗАРЯДНАЯ КАМЕРА

После ускорения в циклотроне-инжекторе ионы H_2^+ с энергией 5 мэВ/нуклон выводятся из него, банчируются и попадают на перезарядную камеру, где они диссоциируют на нейтральный атом H^0 и протон. Нейтральный пучок атомов H^0 инжектируется в медианной плоскости в фазотрон, где на радиусе 27 см перезаряжается в протоны и захватывается в ускорение.

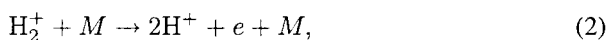
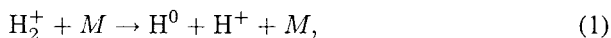
Для оценки процессов, происходящих в перезарядной камере в канале инжекции и на перезарядной фольге в центральной области фазотрона, необходимо знать сечения образования протонов и нейтральных атомов при диссоциации ионов H_2^+ и сечения образования протонов H^+ при столкновении нейтральных атомов водорода H^0 с веществом мишени.

Сечения образования протонов и атомов водорода при столкновениях молекулярного водорода H_2^+ с атомами и молекулами различных газов и паров металлов при энергиях молекулярных ионов и нейтральных атомов в диапазоне от нескольких кэВ до нескольких МэВ экспериментально исследовались несколькими группами физиков с середины пятидесятых годов в течение более чем двадцати лет. Эти исследования проводились в связи с идеей использования быстрых молекулярных ионов H_2^+ для инжекции в плазменные ловушки в свете программы создания реактора термоядерного синтеза. Наиболее полно результаты этих исследований представлены в работах группы физиков из Ленинградского физико-технического института, опубликованных

в ЖЭТФ в 1961–1970 годах и в обзорном двухтомном отчете Окриджской национальной лаборатории ORNL-5206 (1977 г.) под названием: «Atomic Data for Controlled Fusion Research» (ORNL-5206(1977)) [14].

В экспериментах Е. С. Соловьева с сотрудниками [15, 16] было обнаружено, что перезарядные мишени, выполненные на основе паров щелочных и щелочноземельных металлов, являются наиболее эффективными в области низких энергий 10–50 кэВ. При более высоких энергиях более предпочтительными оказываются газовые мишени с использованием водорода, азота и инертных газов.

В общей форме процессы диссоциации и перезарядки при столкновениях быстрых ионов H_2^+ с атомами и молекулами мишени M могут быть записаны в виде следующих реакций:



Сечения этих реакций соответственно обозначаются σ_1 , σ_2 , σ_3 и σ_4 . Тогда сечение образования нейтрального атома водорода H^0 будет

$$\sigma_{H^0} = \sigma_1 + 2\sigma_3.$$

Приведенные в [16] сечения образования H^0 в диапазоне энергий до 100 кэВ для мишеней из H_2 , Ne, Mg, Na лежат в пределах $2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \pm 0,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. С ростом энергии до 5 мэВ на нуклон сечение линейно спадает до значения $(1-5) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

К сожалению, как в цитируемых работах [15, 16], так и в объемном труде [14], отсутствуют данные по всем вышеназванным сечениям процесса диссоциации ионов H_2^+ , ускоренных до энергии 5 МэВ/нуклон.

Исходя из того факта, что энергия связи протона и нейтрального атома водорода в ионе H_2^+ составляет 16,3 эВ, а энергия ионизации аргона равна 15,75 эВ, а также учитывая полную симметрию реакций сечений σ_2 и σ_3 , можно с достаточной достоверностью принять за сечение образования нейтральных атомов водорода H_1^0 полученное в реакции $H_2^+ + Ar$ $\sigma_{H_1^0} = 4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

В этом случае для близкой к 100% диссоциации ионов H_2^+ толщина мишени должна составлять $1,15 \cdot 10^{17} \text{ ат./см}^2$. В качестве мишени, видимо,

целесообразно использовать газовую мишень, подобную мишени, описанной в [7].

Регулируя режим откачки газовой мишени и скорость подачи рабочего газа (водород, гелий, аргон), можно экспериментально подобрать оптимальный режим работы, изменяя плотность мишени в пределах от $0,5 \cdot 10^{15}$ ат./см² до $2 \cdot 10^{17}$ ат./см² на длине до 25 см.

В случае недостаточного выхода из перезарядной мишени нейтральных атомов водорода можно рассчитывать на 3 ÷ 5-кратный запас выхода ионов из дуоплазмотрона по сравнению с требуемой величиной в 50 мА.

Перезарядная фольга (рис. 1) для преобразования нейтральных атомов H^0 в протоны подробно рассматривается в работе [3] и устанавливается в центральной области фазотрона на радиусе $R = 27$ см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги возможности использования варианта инъекции молекулярных ионов H_2^+ вместо отрицательных ионов H^- , можно констатировать, что при использовании инъекции молекулярных ионов H_2^+ имеются следующие недостатки:

1. Ускоритель ионов в схеме внешней инъекции в фазотрон должен обладать способностью ускорить частицы до энергии 5 МэВ/нуклон, что для ионов H_2^+ составляет полную энергию 10 МэВ. Это обстоятельство существенно увеличивает стоимость ускорителя.

2. При использовании источников ионов H_2^+ по сравнению с источниками ионов H^- мы будем иметь в результате пучок ионов, нормализованный эмиттанс которого в 3–4 раза превышает значение нормализованного эмиттанса пучка ионов H^- для одних и тех же значений величин полного тока и энергии.

К преимуществам варианта инъекции H_2^+ можно отнести:

1. Проводка сильноточного пучка ионов H_2^+ (20–50 мА) от источника ионов до циклотрона и инъекция его в циклотрон будет предпочтительнее из-за меньшего \sim в 1,5 раза влияния пространственного заряда собственного пучка ионов.

2. В системе вывода из циклотрона ионов H^- потенциальный электрод дефлектора должен находиться под положительным потенциалом, в то время как в системе вывода ионов H_2^+ он должен находиться под отрицательным потенциалом. Экспериментально известно, что электрическая прочность дефлектора с отрицательным потенциалом значительно выше по сравнению с дефлектором с положительным потенциалом.

3. Источники ионов H_2^+ с непрерывным током 50 мА и выше прошли экспериментальную апробацию и эксплуатируются длительное время. Они

менее громоздкие и требуемые для их штатной работы оснастка и оборудование имеют более низкую стоимость по сравнению с объемными источниками H^- -ионов, производящими пучок ионов с необходимыми параметрами интенсивности и энергии.

Автор выражает благодарность доктору физ.-мат. наук Л. М. Онищенко за помощь в постановке задачи и обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Савченко О. В.* Деп. публ. ОИЯИ, Б1-9-90-72. Сборник совещания по программе экспериментов на фазотроне ОИЯИ, Д1-90-480, Дубна, 1990. С. 17.
2. *Борисов О. Н., Онищенко Л. М.* ОИЯИ, Р9-97-282, Дубна, 1997.
3. *Onicchenko L., Borisov O.* // Proc. 7th EPAC-2000, p569, 2000.
4. *Jongen Y. et. al.* // Proc. 14th Intern. Cys. Conf., Cape Toun, p115, 1995.
5. *Кио. Т. et. al.* // Proc. 15th Intern. Cycl. Conf., Caen. France, p381, 1998.
6. *Calabretta L., Rifuggiato P.* // Proc. 15th Intern. Cycl. Conf., Caen, France, p665, 1998.
7. *Габович М. Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. Атом издат, Москва, 1972. С. 22.
8. *Kelley G. G. et al.* // Nucl. Instr. 1961. V. 10. P. 263.
9. *Плешивец Н. В. и др.* // ПТЭ. 1967. No. 6. С. 23.
10. *Morgan O. B. et al.* // RSJ. 1967. V. 38. P. 467.
11. *Тепляков В. А.* // ПТЭ. 1969. No. 1. С. 21.
12. *Von Ardenne M.* // Expl. Techn. Phys. 1961. V. 9. H. 5. P. 228.
13. *Новиков Д. Л.* ОИЯИ Р9-2001-138, Дубна, 2001.
14. Atomic Data for Controlled Fusion Research, ORNL – 5206, Oak Ridge, USA, 1977.
15. *Соловьев Е. С. и др.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 46, вып. 4. С. 1208.
16. *Соловьев Е. С. и др.* // ЖЭТФ. 1967. Т. 53, вып. 6. С. 1933.
17. *Brooks N. B. et al.* // RSJ. 1964. V. 35. P. 894.
18. *Wroe H.* // Nucl. Instr. 1967. V. 52. P. 67; 1968. V. 58. P. 213.
19. *Klaus H. et al.* // Phys. Rev. A. 1964. V. 134, No. 6. P. 1461.

Получено 11 марта 2003 года.