

# ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИНЖЕКТОРОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

В. И. Радченко

Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина,  
Екатеринбург, Россия

*В статье излагаются общие вопросы методик измерения эффективности нейтрализации отрицательных ионов водорода  $H^-$ , характерных углов рассеяния атомов водорода  $H^0$  в процессе нейтрализации, сечений потери электронов ионами  $H^-$  и атомами  $H^0$  при энергии частиц  $E = 1,6 \div 15$  МэВ и приводятся результаты этих исследований. Отмечается, что процессы рассеяния частиц водорода без изменения заряда оказывают существенное влияние на формирование угловой расходимости пучка атомов водорода в процессе нейтрализации ионов  $H^-$ , приводятся сравнительные экспериментальные данные для сечений и характерных углов рассеяния частиц водорода без изменения заряда.*

**Ключевые слова:** эффективность нейтрализации отрицательных ионов водорода; угловая расходимость атомов водорода; рассеяние частиц водорода без изменения заряда.

Около полувека назад ведущие научно-технические державы мира поставили перед собой задачи создания установок по разогреву плазмы в термоядерных реакторах и транспортировке энергии на большие расстояния с помощью мощных пучков быстрых атомов водорода [1]. Выбор пучков частиц водорода для решения указанных задач обусловлен физическими процессами при разогреве термоядерной плазмы и при их воздействии на мишени, на которые направляется транспортируемый пучок частиц. Энергия частиц водорода, требуемая для эффективного протекания этих физических процессов, находится в диапазоне  $E = 0,1 \div 100$  МэВ.

Частицы пучка, имеющие электрический заряд, испытывают при транспортировке влияние внешних и собственных электромагнитных полей, что на практике делает решение поставленных задач невозможным. Чтобы исключить этот фактор, используются пучки нейтральных атомов водорода  $H^0$ . При транспортировке пучка атомов водорода на большие расстояния важнейшее значение имеет формирование пучка с минимально возможной угловой расходимостью (с минимальным эмиттансом).

Оптимальным способом формирования узконаправленного пучка атомов водорода  $H^0$  с энергией  $E = 0,1 \div 100$  МэВ является процесс нейтрализации отрицательных ионов водорода  $H^-$  той же энергии в мишенях  $M$  того или иного типа:



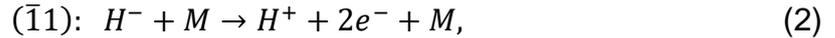
где  $(\bar{1}0)$  – символическое обозначение процесса (1).

Атомы водорода в процессе (1) могут образовываться как в основном, так и в возбужденном состоянии. Состояние мишени после столкновения произвольно. Малое угловое рассеяние атомов водорода в процессе (1) предопределено малой

энергии связи электронов в ионах  $H^-$ , составляющей 0,75 эВ.

Однако угловое распределение атомов водорода, образующихся в инжекторах в процессе (1), зависит также от углового распределения ускоренных ионов  $H^-$  на входе в нейтрализующую мишень. То есть ускоритель и система подготовки пучка ускоренных ионов  $H^-$  к прохождению через мишень должны обеспечивать формирование пучка ионов  $H^-$  с угловой расходимостью, достаточно малой для транспортировки пучка атомов водорода на большие расстояния. Полагая, что это техническое условие выполнено, нужно исследовать угловые характеристики пучка атомов водорода, появляющихся в процессе (1), в зависимости от энергии ионов  $H^-$  в диапазоне  $E_{H^-} = 0,1 \div 100$  МэВ для различных мишеней и их толщин.

Наряду с процессом (1) происходят следующие процессы потери электронов:



Процессами захвата электронов (10), (0 $\bar{1}$ ), (1 $\bar{1}$ ) при  $E > 0,1$  МэВ можно пренебречь.

Таким образом, после прохождения мишени, на которую изначально направляются только ионы  $H^-$ , в образующемся пучке частиц будут присутствовать атомы водорода  $H^0$ , протоны  $H^+$ , не взаимодействовавшие с мишенью ионы  $H^-$  и электроны  $e^-$ . Появляющиеся заряженные частицы  $H^+$ ,  $H^-$  и  $e^-$  удаляются из формируемого пучка атомов водорода.

Из-за процессов (2), (3) преобразование ионов  $H^-$  в атомы водорода  $H^0$  осуществляется лишь частично. В связи с этим возникают вопросы:

1) Какую часть пучка ионов  $H^-$  можно конвертировать в атомы водорода в тех или иных мишенях в зависимости от энергии ионов  $H^-$ ?

2) Как зависят от мишени, ее толщины и энергии ионов  $H^-$  угловые характеристики пучка атомов водорода, образующегося в процессе ( $\bar{1}0$ )?

Мишени могут быть следующих типов: газовые, пленочные, паровые, плазменные, фотонные и др. При этом мишень должна быть простой и надежной в работе, иметь малые размеры, низкое энергопотребление и стоимость (изготовления и эксплуатации), не оказывать негативное влияние на функционирование установок, в составе которых она находится (например, не загрязнять плазму термоядерных реакторов). Этим критериям удовлетворяют прежде всего газовые мишени, которые далее и будут иметься в виду.

Сформулированные выше вопросы (для газовых мишеней) относятся к физике ион-атомных столкновений и требуют систематического изучения во всем диапазоне энергии  $E_{H^-} = 0,1 \div 100$  МэВ. Поэтому в 1977 г. перед циклотронной лабораторией кафедры экспериментальной физики УрФУ (УПИ) была поставлена задача о исследовании угловых характеристик атомов водорода в процессе ( $\bar{1}0$ ), эффективности процесса нейтрализации ионов  $H^-$  и сечений потери электронов в процессах (1), (2), (3) в газовых мишенях  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $He$ ,  $Ar$ ,  $Kr$ ,  $Xe$  для частиц водорода с энергией  $E = 5 \div 15$  МэВ. Заказчиком исследований выступил Сухумский физико-технический институт. Далее будут изложены основные результаты проведенных экспериментальных исследований.

Пусть  $N_-(t)$  – поток ионов  $H^-$  после прохождения участка мишени толщиной  $t$ . Если мишень однородна по плотности, то  $t = nl$ , где  $n$  – плотность мишени, а  $l$  – длина пройденного в мишени участка пути. Величина  $N_-(0)$  – поток ионов  $H^-$  на входе в мишень. Аналогично обозначим через  $N_0(t)$  и  $N_+(t)$  потоки атомов водорода  $H^0$  и протонов  $H^+$  после прохождения участка мишени толщиной  $t$  и будем считать,

что  $N_0(0) = 0$  и  $N_+(0) = 0$ . Тогда состав частиц водорода в пучке после прохождения участка мишени толщиной  $t$  будет описываться системой дифференциальных уравнений (процессами захвата электронов пренебрегаем):

$$\begin{cases} dN_-(t) = -N_-(t)\sigma_\Sigma dt, \\ dN_0(t) = N_-(t)\sigma_{\bar{1}0} dt - N_0(t)\sigma_{01} dt, \\ dN_+(t) = [N_-(t)\sigma_{\bar{1}1} + N_0(t)\sigma_{01}] dt, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\sigma_{\bar{1}0}$ ,  $\sigma_{01}$ ,  $\sigma_{\bar{1}1}$  – сечения потери электронов в процессах ( $\bar{1}0$ ), ( $01$ ), ( $\bar{1}1$ ) соответственно  $\sigma_\Sigma = \sigma_{\bar{1}0} + \sigma_{\bar{1}1}$ . Приведем решение первых двух уравнений:

$$N_-(t) = N_-(0)e^{-\sigma_\Sigma t}, \quad (5)$$

$$N_0(t) = N_-(0) \frac{\sigma_{\bar{1}0}}{\sigma_\Sigma - \sigma_{01}} (e^{-\sigma_{01}t} - e^{-\sigma_\Sigma t}). \quad (6)$$

Поскольку рассеяние является малоугловым, то  $N_-(t) + N_0(t) + N_+(t) = N_-(0)$ . Поделив это соотношение на  $N_-(0)$ , получим:

$$\Phi_-(t) + \Phi_0(t) + \Phi_+(t) = 1, \quad (7)$$

где  $\Phi_-(t) = \frac{N_-(t)}{N_-(0)}$ ,  $\Phi_0(t) = \frac{N_0(t)}{N_-(0)}$ ,  $\Phi_+(t) = \frac{N_+(t)}{N_-(0)}$  – относительные доли частиц  $H^-$ ,  $H^0$ ,  $H^+$  в пучке соответственно после прохождения участка мишени толщиной  $t$ . Для доли  $\Phi_0(t)$  имеем:

$$\Phi_0(t) = \frac{\sigma_{\bar{1}0}}{\sigma_\Sigma - \sigma_{01}} (e^{-\sigma_{01}t} - e^{-\sigma_\Sigma t}). \quad (8)$$

Функция (8) достигает максимума в точке

$$t_{max} = \frac{1}{\sigma_\Sigma - \sigma_{01}} \ln \frac{\sigma_\Sigma}{\sigma_{01}}, \quad (9)$$

принимая значение, которое называется эффективностью нейтрализации ионов  $H^-$ :

$$\Phi_0^{max} = \Phi_0(t_{max}) = \frac{\sigma_{\bar{1}0}}{\sigma_\Sigma} \left( \frac{\sigma_{01}}{\sigma_\Sigma} \right)^{\frac{\sigma_{01}}{\sigma_\Sigma - \sigma_{01}}}. \quad (10)$$

Легко показать, что при  $\frac{\sigma_\Sigma}{\sigma_{01}} > 2$  (что имеет место в действительности) эффективность (10) увеличивается с ростом соотношения  $\frac{\sigma_\Sigma}{\sigma_{01}}$ .

Для выбранной мишени и заданной энергии ионов  $H^-$  величины  $\Phi_0^{max}$  и  $t_{max}$  определяются по результатам измерения зависимости  $\Phi_0(t)$ . Измерение сечения  $\sigma_{01} = \frac{1}{t} \ln \frac{\Phi_0(0)}{\Phi_0(t)}$  осуществляется в отдельном эксперименте (при  $\Phi_0(0) \cong 1$ ). Сечения  $\sigma_{\bar{1}0}$ ,  $\sigma_{\bar{1}1}$ ,  $\sigma_\Sigma$  рассчитываются либо по формулам (4) на основе экспериментальных данных для тонких мишеней, либо по формулам (5), (6) для толщин мишеней, при которых  $\Phi_0(t) = 0,1 \div 0,3$ .

Эксперименты показали, что при  $E_{H^-} = 1,6 \div 15$  МэВ значения  $\Phi_0^{max}$  в пределах погрешности измерений  $\delta = 1\%$  (равной одному стандартному отклонению) для одной и той же мишени остаются постоянными (табл. 1).

Таблица 1. Эффективность нейтрализации  $\Phi_0^{max}$  ионов  $H^-$  в газовых мишенях при  $E_{H^-} = 1,6 \div 15$  МэВ

Мишень	$H_2$	$C_2H_2$	$O_2$	$CO_2$	$He$	$Ar$	$Kr$	$Xe$
$\Phi_0^{max}$	0,582	0,547	0,527	0,534	0,551	0,521	0,513	0,511

Таким образом, наибольшая эффективность нейтрализации ионов  $H^-$  достигается в мишенях  $H_2$ ,  $He$ ,  $C_2H_2$ , в состав которых входят элементы с минимальным атомным номером. Можно предположить, что чем больше будет атомов водорода в составе молекулы мишени, тем выше будет величина  $\Phi_0^{\max}$ , приближаясь к значению  $\Phi_0^{\max}(H_2)$ .

Для одной и той же мишени сечения потери электронов частицами водорода убывают с ростом энергии частиц по единой функциональной зависимости  $\sigma_{\bar{1}0}, \sigma_{01}, \sigma_{\bar{1}1} \sim E^{-n}$ , где  $n \leq 1$ , вследствие чего эффективность нейтрализации ионов  $H^-$  в данной мишени не зависит от энергии столкновения. С ростом атомного номера мишени показатель степени  $n$  убывает.

Плотность потока частиц в поперечном сечении пучка в любой точке траектории (в частности, в конечной) определяется угловой расходимостью и поперечными размерами пучка частиц на входе в мишень, а также угловой расходимостью, появившейся при взаимодействии с мишенью. Координатное распределение плотности потока частиц  $j(x, y)$  по поперечному сечению пучка (в плоскости  $(x, y)$ ) называется пространственно-угловым распределением (ПУР) частиц пучка в данной точке  $z$  траектории. Точку  $z$ , в которой плоскость  $(x, y)$  поперечного сечения пучка при измерении ПУР (плоскость регистрации) пересекает его траекторию, будем называть точкой регистрации ПУР. На форму ПУР оказывают влияние геометрические особенности системы регистрации частиц. ПУР частиц в точке регистрации при проведении угловых измерений в отсутствие мишени (так называемая аппаратная функция установки) имеет колоколообразный вид. Линейный размер (в единицах длины) колоколообразных ПУР характеризуют величиной полной ширины распределения на половине высоты (ПШПВ), равной (например, при  $y = 0$ ) разности  $x_2 - x_1$ , где  $x_1 < x_2$  – два решения уравнения  $j(x, 0) = 0,5j(0, 0)$ .

Для точного измерения величин, характеризующих угловую расходимость (рассеяние) частиц при взаимодействии с мишенью, необходимо, чтобы:

- 1) начальная угловая расходимость частиц на входе в мишень была много меньше угловой расходимости частиц после прохождения мишени (для этого коллиматоры, формирующие начальную угловую расходимость частиц, должны быть достаточно малы, а расстояние между ними достаточно велико);
- 2) ПШПВ ПУР частиц пучка в точке регистрации была много больше поперечных размеров пучка на входе в мишень (для этого расстояние между мишенью и точкой регистрации должно быть достаточно велико).

Погрешность, с которой могут быть выполнены измерения рассеяния частиц на той или иной экспериментальной установке, определяется угловым разрешением установки. Угловым разрешением установки (при рассеянии на малые углы  $\theta$ , когда  $\tan \theta \cong \theta$ ) называется величина отношения ПШПВ аппаратной функции установки (ПШПВ ПУР при отсутствии мишени) к расстоянию  $L$  между мишенью и точкой регистрации.

Для эффективной транспортировки пучка атомов водорода на большие расстояния необходимо, чтобы приобретаемая при нейтрализации ионов  $H^-$  угловая расходимость атомов  $H^0$  была достаточно малой. Имевшиеся к 1977 г. экспериментальные данные об угловой расходимости пучка атомов водорода в процессе ( $\bar{1}0$ ) и квантово-механические расчеты дифференциальных сечений потери электронов ионами  $H^-$  при  $E_{H^-} > 0,1$  МэВ показывали, что экспериментальная установка по измерению угловых характеристик пучка атомов водорода, образующихся при нейтрализации ионов  $H^-$  с энергией  $E_{H^-} = 5 \div 15$  МэВ, должна обладать угловым разрешением, равным  $5 \cdot 10^{-6}$  рад. Это означает, что начальная

угловая расходимость пучка частиц на входе в мишень (задаваемая только системой коллимации) должна быть еще меньше. Начальную угловую расходимость пучка следует трактовать как угловое разрешение установки, в котором отсутствует вклад, вносимый системой регистрации ПУР. Величина начальной угловой расходимости была установлена равной  $3 \cdot 10^{-6}$  рад. Для обеспечения указанных значений начальной угловой расходимости и углового разрешения поперечные размеры коллимационных отверстий были выбраны равными 0,02 мм при расстоянии между коллимирующими отверстиями  $L_{12} = 7,25$  м, размер отверстия в системе регистрации ПУР 0,02 мм при расстоянии между центром мишени и плоскостью регистрации  $L = 9,6$  м.

Однако провести измерения дифференциальных сечений рассеяния частиц (для исходного пучка ионов  $H^-$  с указанными поперечными размерами) со столь малым угловым разрешением было крайне затруднительно из-за сложностей транспортировки пучка частиц по ионопроводу, поскольку:

1) интенсивность пучка ионов  $H^-$  на входе в исследовательский канал была низкой для проведения дифференциальных измерений даже в режиме счета отдельных частиц;

2) ионы  $H^-$  на входе в коллимационный участок установки имеют некоторый разброс по энергии (который может меняться со временем), а на протяжении всего ионопровода неизбежно присутствуют электромагнитные поля.

В связи с этим использовался пучок частиц ленточного типа, который формировался двумя параллельными щелевыми коллиматорами  $h \cdot b = 0,02 \cdot 8$  мм<sup>2</sup> при  $L_{12} = 7,25$  м, а щелевое отверстие в системе регистрации ПУР имело размеры  $h_3 \cdot b_3 = 0,02 \cdot 1$  мм<sup>2</sup> и располагалось параллельно щелевым коллиматорам на расстоянии  $L = 9,6$  м от центра мишени; здесь  $h = h_1 = h_2$ ,  $h_3$  – размеры малых сторон прямоугольных коллиматоров,  $b = b_1 = b_2$ ,  $b_3$  – размеры больших сторон (ширин) коллиматоров. Такой выбор геометрических размеров установки обеспечил проведение экспериментов по изучению рассеяния атомов водорода в процессе  $(\bar{1}, 0)$  на заданном уровне углового разрешения. Однако переход к ленточной геометрии пучка исключил возможность непосредственного измерения дифференциальных сечений рассеяния частиц.

Рассмотрим более подробно методические основы угловых измерений на пучках частиц ленточного типа. Введем в точке регистрации ПУР правую декартову систему координат  $(x, y, z)$ , направив ось  $Oz$  по оси пучка в направлении движения частиц, ось  $Ox$  – перпендикулярно ленте пучка (ось  $Oy$  будет располагаться в плоскости ленты пучка). Начало  $(0,0,0)$  системы координат  $(x, y, z)$  находится в точке пересечения плоскости регистрации ПУР с осью пучка, а плоскость  $(x, y)$  системы координат совпадает с плоскостью регистрации ПУР.

Измерение ПУР  $j(x, y)$  проводится в зависимости от координаты  $x$  в центральной зоне ленточного пучка (при  $y = 0$ ), т. е. измеряется функция  $j(x) = j(x, 0)$ . При этом ширина  $b$  коллимирующих щелей должна быть велика по сравнению с шириной  $b_3$  регистрирующей щели настолько, чтобы дальнейшее увеличение ширины коллимирующих щелей не приводило к изменению регистрируемого ПУР  $j(x)$ . Выполнение последнего требования трактуют как приближение бесконечно широкой ленты пучка или как исключение краевых эффектов при использовании ленточного пучка. Интеграл  $J = \int_{-\infty}^{\infty} j(x) dx$  представляет собой поток частиц в полосе регистрации единичной ширины, расположенной вдоль оси  $Ox$  с центром в точке  $y = 0$ . Если рассматривать координату  $x$  частицы, попавшей в полосу регистрации, как случайную величину, то отношение  $\rho(x) = \frac{j(x)}{J}$  есть плотность распределения вероятности величины  $x$ .

Пусть  $\vec{r}$  – вектор, лежащий в плоскости регистрации и направленный из начала координат в точку  $(x, y)$  полосы регистрации, в которую попала частица пучка после рассеяния в мишени толщиной  $t$ , а  $\vec{r}_0$  – вектор, лежащий в плоскости регистрации и направленный из начала координат в точку  $(x_0, y_0)$  плоскости регистрации, в которую попала бы эта частица пучка в отсутствие мишени (при  $t = 0$ ). Вектор  $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}_s$ , где  $\vec{r}_s$  – вектор смещения точки попадания, обусловленный рассеянием частицы в мишени на угол  $\frac{r_s}{L} \cong \arctg \frac{r_s}{L}$ . Умножим равенство  $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}_s$  на орт  $\vec{i}$  оси  $Ox$ , получим  $x = x_0 + x_s$ , где  $x_s$  – проекция вектора  $\vec{r}_s$  на ось  $Ox$ . Ясно, что при  $t = 0$ :  $r_s = 0$ ,  $x_s = 0$ , а измеряемое распределение  $j(x) = j(x_0)$  является аппаратной функцией установки для ленточного пучка. Значения  $x_0$  и  $x_s$  следует рассматривать как независимые случайные величины. Плотность распределения вероятности величины  $x_0$  определяется аппаратной функцией установки, измеряемой экспериментально при  $t = 0$ . Плотность распределения вероятности величины  $x$ , как было показано выше, пропорциональна функции  $j(x)$ , измеряемой при толщине мишени  $t$ . Плотность распределения вероятности величины  $x_s$  определяется процессами рассеяния в мишени и не является известной. Дисперсия суммы  $x = x_0 + x_s$  независимых случайных величин равна сумме их дисперсий:  $\sigma^2 = \sigma_0^2 + \sigma_s^2$ , где  $\sigma^2$ ,  $\sigma_0^2$ ,  $\sigma_s^2$  – дисперсии величин  $x$ ,  $x_0$ ,  $x_s$  соответственно. Среднее квадратическое отклонение (СКО)  $\sigma_s = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_0^2}$  является линейной мерой (масштабом) рассеяния. Следовательно, характерным углом рассеяния может служить соотношение:

$$\theta_s = \frac{1}{L} \sqrt{\sigma^2 - \sigma_0^2}. \quad (11)$$

Однако на практике традиционно используется другой подход к определению характерного угла рассеяния. Многочисленные экспериментальные исследования рассеяния частиц на пучках ленточного типа, проведенные разными авторами на различных установках, показали, что аппаратная функция установки и ПУР частиц  $j(x)$  имеют форму гауссова распределения в области 25 ÷ 100 % от максимального значения  $j(0)$  (в том числе и тогда, когда ПШПВ  $w_0$  аппаратной функции установки пренебрежимо мала  $w_0 \rightarrow 0$ ). Это означает, что ПШПВ  $w_0$  и ПШПВ  $w$  ПУР  $j(x)$  связаны с СКО  $\sigma_0$  и  $\sigma$  одним и тем же постоянным коэффициентом  $k$ , то есть  $w_0 = k\sigma_0$ ,  $w = k\sigma$ , а равенство  $\sigma^2 = \sigma_0^2 + \sigma_s^2$  можно записать в следующем виде:  $w^2 = w_0^2 + k^2\sigma_s^2$ . Из этого соотношения вытекает, что в качестве линейной меры рассеяния может служить величина  $w_s = k\sigma_s = \sqrt{w^2 - w_0^2}$ . Поскольку в данном выражении используются полные ширины распределений на половине высоты (а значение  $w_s$  близко или равно ПШПВ ПУР при  $w_0 \rightarrow 0$ ), то характерный угол рассеяния, устанавливаемый на основе величины  $w_s$ , обозначают через  $\theta_{1/2}$  и определяют формулой:

$$\theta_{1/2} = \frac{1}{L} \sqrt{w^2 - w_0^2}. \quad (12)$$

По результатам выполненных нами измерений характерный угол  $\theta_{1/2}$  рассеяния атомов водорода в процессе ( $\bar{10}$ ) нейтрализации ионов  $H^-$  с энергией  $E = 1 \div 15$  МэВ в режиме однократных столкновений для всех использовавшихся в работе мишеней описывается следующей закономерностью:

$$\theta_{1/2}^{(\bar{10})} = (4,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \cdot E^{-0,5}, \quad (13)$$

где энергия  $E$  измеряется в МэВ, а угол – в радианах.

В ходе проведения экспериментов было обнаружено, что с увеличением толщины мишени  $t$  характерный угол рассеяния  $\theta_{1/2}^{(\bar{10})}$  немного увеличивается, а высота  $j(0)$  ПУР  $j(x)$  атомов водорода значительно снижается, т. е. уменьшается

доля центральной части пучка атомов водорода (область ПШПВ между точками  $x_1$  и  $x_2$ ):

$$W_0(t) = \frac{1}{j} \int_{x_1}^{x_2} j(x) dx. \quad (14)$$

Максимальное значение произведения  $Q_0(t) = \Phi_0(t)W_0(t)$  как раз и служит мерой эффективности транспортировки пучка атомов водорода на большие расстояния. Обозначим через  $t_{opt}$  толщину мишени, при которой достигается максимум функции  $Q_0(t)$ :

$$Q_0^{opt} = Q_0(t_{opt}) = \max_t Q_0(t). \quad (15)$$

Указанные изменения ПУР атомов водорода связаны с тем, что при нейтрализации ионов  $H^-$  существенную роль играют процессы рассеяния частиц водорода без изменения заряда:



в которых после столкновения атомы водорода могут образовываться в основном или возбужденном состоянии, а частицы мишени – в произвольном состоянии.

Для измерения сечений процессов (16), (17) была разработана и реализована соответствующая методика, даны оценки характерных углов рассеяния  $\theta_{1/2}^{(\bar{1}\bar{1})}$  и  $\theta_{1/2}^{(00)}$ . Было установлено, что для всех использовавшихся мишеней при  $E = 0,7 \div 1,7$  МэВ выполняются следующие приближенные соотношения:

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{1}\bar{1}} &\approx (1,5 \div 2)\sigma_{00}, \quad \sigma_{\bar{1}0} \approx (3 \div 4)\sigma_{00}, \quad \sigma_{\bar{1}0}, \sigma_{00} \sim E^{-n}, \\ \theta_{1/2}^{(00)} &\sim E^{-0,5}, \quad \theta_{1/2}^{(\bar{1}\bar{1})} \sim E^{-1}, \quad \theta_{1/2}^{(00)} \approx 4\theta_{1/2}^{(\bar{1}\bar{1})}, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $n$  – показатель степени, зависящий от типа мишени  $M$ , но одинаковый для сечений  $\sigma_{\bar{1}0}, \sigma_{00}$ . Исключение составляет мишень  $H_2$ , для которой  $\sigma_{\bar{1}0} \approx 6\sigma_{00}$  и  $\sigma_{\bar{1}\bar{1}} \approx (2 \div 3)\sigma_{00}$ , что делает ее более предпочтительной для использования в инжекторах атомов водорода. Изучение угловых характеристик пучка атомов водорода при нейтрализации ионов  $H^-$  с энергией  $E = 1,6 \div 15$  МэВ позволяет предположить, что соотношения (18) будут примерно такими же и в этом диапазоне энергии частиц, хотя с ростом энергии ионов  $H^-$  будут происходить изменения в соотношениях некоторых сечений и характерных углов в пользу выбора мишени  $H_2$ .

Исследование зависимости (14) позволяет предложить для нее следующее эмпирическое выражение  $W_0(t) \approx a \left(1 - c \frac{t}{t_{max}}\right)$ , где  $0 < a < 1$  и  $c > 0$  – некоторые константы для данной мишени. Например, для  $CO_2$ -мишени  $W_0(t) \approx 0,7 \left(1 - \frac{t}{10 t_{max}}\right)$ . Для других мишеней численные значения коэффициентов в этом выражении будут несколько иными. Из формулы для  $W_0(t)$  сразу же следует, что  $t_{opt} < t_{max}$ , а  $Q_0^{opt} < a\Phi_0^{max}$ . Значение  $Q_0^{opt}$  для водородной мишени будет выше величины  $Q_0^{opt}$  для других использованных мишеней.

Известно, что эффективность нейтрализации ионов  $H^-$  в плазменных мишенях при  $E > 0,1$  МэВ достигает 80 %. Однако следует предположить, что относительная роль процессов рассеяния частиц водорода без изменения заряда в плазменных мишенях будет существенно выше, чем в газообразных. Следствием этого может стать то, что эффективность транспортировки пучка атомов водорода на большие расстояния  $Q_0^{opt}$  окажется выше при использовании газообразной  $H_2$ -мишени, а не плазменной водородной (или иной) мишени.

В 1988 г. автором настоящей статьи были внесены предложения, обсуждавшиеся на предприятии Заказчика, о проведении двух типов экспериментальных исследований по изучению нейтрализации ионов  $H^-$ :

1) при каналировании в мишенях, имеющих нанокристаллическую структуру, каналы которых могли бы заполняться водородом, дипольными молекулами и т. п. (дипольные молекулы в нанокристаллических структурах могут занимать определенную ориентацию, что открывает возможность создания поляризованных по дипольному моменту мишеней);

2) в фотонной мишени с плоскополяризованным излучением, вектор электрической напряженности которого параллелен оси пучка ионов  $H^-$ .

Фотонная мишень с указанной поляризацией интересна тем, что:

- атомы  $H^0$  и электроны, появляющиеся в процессе  $H^- + h\nu \rightarrow H^0 + e^-$ , движутся преимущественно в направлении вектора электрической напряженности излучения, что минимизирует рассеяние в процессе потери электрона ионами  $H^-$ ;
- позволяет в принципе приблизиться к 100-процентной эффективности нейтрализации ионов  $H^-$  при отсутствии процессов рассеяния без изменения заряда.

К сожалению, эти предложения по историческим причинам не получили поддержки.

## Благодарности

В подготовке и проведении описанных выше экспериментальных исследований принимали важное участие А. А. Бабанин, Г. Д. Ведьманов, Ю. С. Володягин, Г. И. Вольхин, В. П. Козлов, В. Н. Кудрявцев, Ю. Г. Лазарев, К. О. Хохлов.

Результаты этих работ и связанных с данной тематикой исследований, выполненных на кафедре экспериментальной физики УрФУ (УПИ), отражены в списке литературы [2–15].

## Список литературы

1. Космическое оружие: дилемма безопасности / А. Г. Арбатов [и др.]; под ред. Е. П. Велихова, Р. З. Сагдеева, А. А. Кокошина. – Москва : Мир, 1986. – 182 с.
2. *Ведьманов, Г. Д.* Измерение угловых распределений ионов с энергией в несколько мегаэлектронвольт, рассеянных на малые углы / Г. Д. Ведьманов, В. П. Козлов, В. Н. Кудрявцев [и др.] // ПТЭ. – 1989. – № 2. – С. 47–50.
3. *Радченко, В. И.* Изучение рассеяния частиц при использовании пучков ленточного типа / В. И. Радченко // ЖТФ. – 1992. – Т.62, № 4. – С. 132–138.
4. *Радченко, В. И.* Рассеяние ионов и атомов водорода с энергией  $\approx 1$  МэВ в газах без изменения заряда / В. И. Радченко // ЖЭТФ. – 1993. – Т.103, вып.1. – С. 40–49.
5. *Радченко, В. И.* Определение сечений рассеяния частиц без изменения заряда по измеренным пространственно-угловым распределениям / В. И. Радченко // ЖТФ. – 1993. – Т.63, № 3. – С. 200–203.
6. *Радченко, В. И.* Определение дифференциальных сечений рассеяния частиц в экспериментах на пучках ленточного типа / В. И. Радченко // ЖТФ. – 1994. – Т. 64, № 5. – С.110–115.

7. Радченко, В. И. Рассеяние быстрых частиц водорода в газообразных средах / В. И. Радченко // ЖЭТФ. – 1994. – Т.105, вып.4. – С. 834–852.
8. Радченко, В. И. Рассеяние ионов и атомов водорода в газах // В. И. Радченко, Г. Д. Ведьманов // ЖЭТФ. – 1995. – Т.107, вып.1. – С. 3–19.
9. Радченко, В. И. Образование атомов водорода в возбужденных 2s- и 2p-состояниях при нейтрализации ионов  $H^+$  в газах / В. И. Радченко, Г. Д. Ведьманов // ЖЭТФ. – 1995. Т.107, вып.4. – С. 1204–1220.
10. Радченко, В. И., Потеря электронов быстрыми ионами  $H^-$  в газах / В. И. Радченко, Д. А. Кожухов, В. Н. Кудрявцев // ЖТФ. – 2000. – Т.70, № 2. – С. 12–15.
11. Радченко, В. И., Угловые характеристики процессов потери электронов отрицательными ионами и атомами водорода в газах / В. И. Радченко, Ю. Г. Лазарев, // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, вып. 2. – С. 81–86.
12. Радченко, В. И. Рассеяние заряженных частиц на атомах / В. И. Радченко // ЖЭТФ. – 2000. – Т. 118, вып. 4(10). – С. 787–797.
13. Угловые распределения протонов с энергией 10 МэВ при некоторых режимах каналирования в тонких кристаллах кремния / Г. Д. Ведьманов, Ю. Г. Лазарев, Л. И. Николайчук [и др.] // Известия РАН. Сер. физ. – 1995. – Т. 59, № 10. – С.141–146.
14. Поляризация и квантовые биения интенсивности  $L_\alpha$ -излучения атомов водорода / А. А. Лукичев, В. И. Радченко, Г. Д. Ведьманов [и др.] // Атомная спектроскопия. – 1996. – Т. 81, №3. – С. 357–361.
15. Радченко, В. И. Натекатель кислорода на основе твердого электролита / В. И. Радченко, В. Н. Кудрявцев // ПТЭ. – 1991. – №4. – С. 208–209.

### Сведения об авторе:

**Радченко Валерий Иванович**, профессор кафедры физики высокоэнергетических процессов Физико-технологического института УрФУ, Екатеринбург, Россия, Эл. почта: viradchenko7@gmail.com.

# PHYSICAL BASES OF FAST HYDROGEN ATOMS INJECTORS

V. I. Radchenko

*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

The article outlines the general issues of methods for measuring the efficiency of neutralization of negative hydrogen ions  $H^-$ , the characteristic scattering angles of hydrogen atoms  $H^0$  in the process of neutralization, the cross sections for the loss of electrons by  $H^-$  ions and  $H^0$  atoms at particle energy  $E = 1.6 \div 15$  MeV and the results of these studies are presented. It is noted that the processes of scattering of hydrogen particles without a change in charge have a significant effect on the formation of the angular divergence of a beam of hydrogen atoms in the process of neutralization of  $H^-$  ions, and comparative experimental data are given for the cross sections and characteristic angles of scattering of hydrogen particles without a change in charge.

**Key words:** neutralization efficiency of negative hydrogen ions, angular divergence of hydrogen atoms, scattering of hydrogen particles without charge change.

## References

1. *Cosmicheskoe oruzhie: dilemma bezopasnosti* / A.G. Arbatov and others; ed. E.P. Velikhov, R.Z. Sagdeev, A.A. Kokoshin. – Moscow : Mir, 1986. – 182 p.
2. *Ved'manov, G. D. Izmerenie uglovyh raspredelenij ionov s ehnergiej v neskolko megaehlektronvolt, rasseyannyh na malye ugly* / G. D. Ved'manov, V. P. Kozlov, V. N. Kudryavtsev [et al.] // *Pribory i Technica Experimenta*. – 1989. – № 2. – P. 47–50.
3. *Radchenko, V. I. Izuchenie rasseyaniya chastic pri ispolzovanii puchkov lentochnogo tipa* / V. I. Radchenko // *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*. – 1992. – V. 62, № 4. – P. 132–138.
4. *Radchenko, V. I. Scattering of hydrogen ions and atoms of energy  $\sim 1$  MeV in gases without charge changing* / V. I. Radchenko // *JETP*. – 1993. – Vol. 76, № 1. P. 22–26.
5. *Radchenko, V. I. Opredelenie sechenij rasseyaniya chastic bez izmeneniya zaryada po izmerennym prostranstvenno-uglovym raspredeleniyam* / V. I. Radchenko // *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*. – 1993. – Vol. 63, № 3. – P. 200–203.
6. *Radchenko, V. I. Opredelenie differencialnyh sechenij rasseyaniya chastic v ehksperimentah na puchkah lentochnogo tipa* / V. I. Radchenko // *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*. – 1994. – Vol. 64, № 5. – P. 110–115.
7. *Radchenko, V. I. Scattering of fast hydrogen particles in gaseous media* / V. I. Radchenko // *JETP*. – 1994. – Vol. 78, № 4. – P. 445–455.
8. *Radchenko, V. I. Scattering of hydrogen ions and atoms in gases* / V. I. Radchenko, G. D. Ved'manov // *JETP*. – 1995. – Vol. 80, № 1. – P. 1–9.
9. *Radchenko, V. I. Formation of hydrogen atoms in the 2s and 2p states by neutralization of*

- $H^-$  ions in gases / V. I. Radchenko, Ved'manov G. D. // JETP. – 1995. – Vol. 80, № 4. – P. 670–679.
10. *Radchenko, V. I.* Loss of electrons by fast  $H^-$  ions in gases / V. I. Radchenko, D. A. Kozhukhov, V. N. Kudryavtsev // Technical Physics. – 2000. – Vol. 45. – P. 153–156.
  11. *Ved'manov G. D.* Angular characteristics of processes of electron detachment from negative ions and hydrogen atoms in gases / G. D. Ved'manov, Y. G. Lazarev, V. I. Radchenko // Technical Physics. – 2000. – Vol. 45. – P. 221–227.
  12. *Radchenko, V. I.* Scattering of charged particles by atoms / V. I. Radchenko // JETP. – 2000. – Vol. 91. – № 4. – P. 682–690.
  13. *Radchenko, V. I.* Uglovye raspredeleniya protonov s ehnergiej 10-MeV pri nekotoryh rezhimah kanalirovaniya v tonkih kristallah kremniya / Radchenko V. I. Ved'manov G. D., Lazarev Y. G. [et al.] // Izvestiya RAN. Ser. fiz. – 1995. – Vol. 59, № 10. – P. 141–146.
  14. *Lukichev, A. A.* Polyarizaciya i kvantovye bieniya intensivnosti izlucheniya atomov vodoroda / A. A. Lukichev, V. I. Radchenko, Ved'manov G. D. [et al.] // Atomnaya spektroskopiya. – 1996. – Vol. 81. – № 3. – P. 357–361.
  15. *Radchenko, V. I.* Natekatel kisloroda na osnove tverdogo ehlektrolita / V. I. Radchenko, V. N. Kudryavtsev // Pribory i Technica Experimenta. – 1991. – № 4. – P. 208–209.