

УДК 539,186.

В. И. Баткин, В. Н. Гетманов, О. Я. Савченко

РАССЕЯНИЕ ПУЧКА БЫСТРЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА
НА ГАЗОВЫХ МИШЕНЯХ

При получении из пучка протонов быстрых атомов и отрицательных ионов водорода [1] фазовый объем пучка увеличивается из-за рассеяния быстрых частиц на газовой мишени. В настоящей работе описывается простая методика исследования такого рассеяния и приводятся экспериментальные данные по рассеянию пучка атомов водорода с энергиями 5–13 кэВ на газовых мишенях H_2 , He, Ar, O_2 . Исследование проведено на установке [2], содержащей импульсный дуговой источник протонов, перезарядную трубку, импульсную газовую мишень и автоматизированную диагностическую систему с пролетной базой 1 м и угловым разрешением 10^{-4} рад. Разработанный в [3, 4] метод формирования протонного пучка из плазменной струи дугового источника, охлаждающейся в процессе ее бесстолкновительного разлета, позволил получить поперечную температуру атомов водорода в пучке до нескольких десятков миллиэлектрон-вольт, что дало возможность фиксировать изменение поперечной энергии атомов водорода с точностью от 0,4 до 1 мэВ [5].

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Исходный пучок атомов водорода, получаемых путем перезарядки протонов в газовой трубке, подается на первую пару пластин щелевого детектора (ЩД), которая образует узкую щель шириной 150–500 мкм и формирует ленточный пучок. Между пластинами поддерживается разность потенциалов такая, что протонная компонента пучка отклоняется за пределы апертуры, а пучок быстрых атомов водорода проходит через газовую мишень 3 и зазор между второй парой пластин ЩД 4, используемой для разделения заряженной и нейтральной компоненты пучка. Угловой разброс пучка после газовой мишени измерялся с помощью многопроволочного вторично-эмиссионного датчика (МВЭД) 5, расположенного на расстоянии 1045 мм от центра мишени. Датчик имеет 16 проволок из золоченого вольфрама диаметром 32 мкм, натянутых с шагом 1,25 мм. Данные с МВЭД оперативно обрабатываются на ЭВМ Электроника-100И [2]. В результате обработки определяется усредненный по 10–30 событиям профиль и параметры аппроксимирующей его гауссовской кривой. Угловой разброс

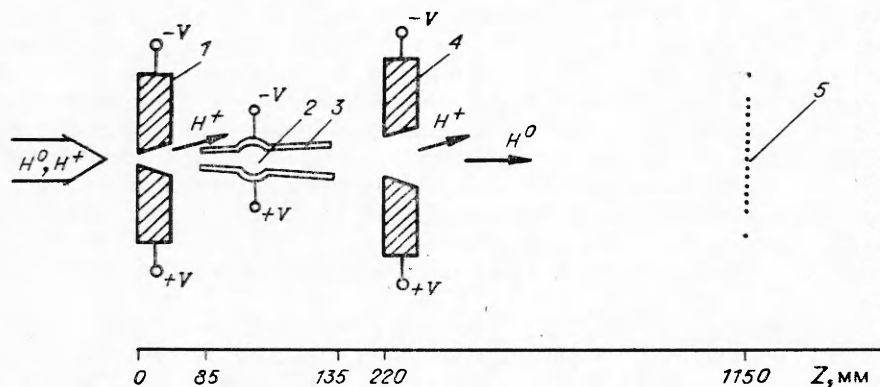
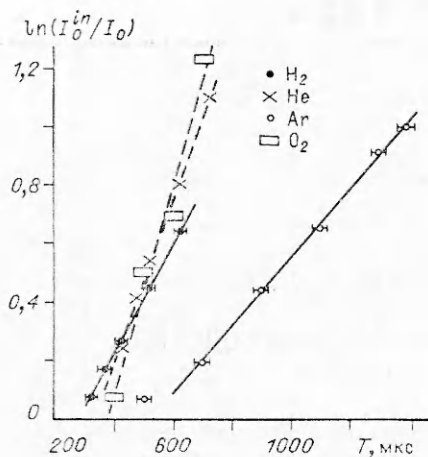
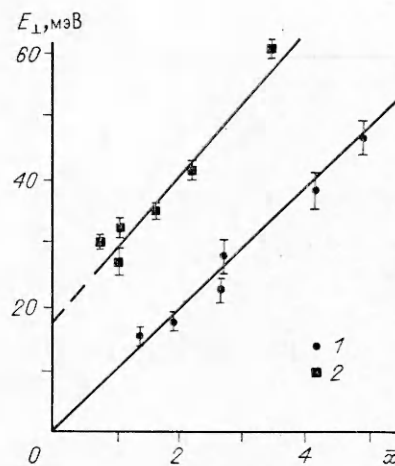


Рис. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

в исходном пучке атомов водорода аппроксимируется с достоверностью $P > 0,9$ гауссовской кривой со среднеквадратичным угловым разбросом от $1,5(1 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$ до $1,65(1 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$ рад, в зависимости от энергии. Газовая мишень создается импульсным напуском газа через цилиндрический канал 2 в пространство между двумя металлическими электродами, образующими узкую щель шириной 1 мм на входе и 3 мм на выходе мишени. Напуск газа осуществляется электромагнитным затвором в количестве $3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{17}$ молекул за импульс. Толщина мишени варьируется также изменением времени накопления газа в мишени до момента влета в нее пучка. Используемая конструкция позволяет накапливать газ в области мишени в течение ≈ 400 мкс для водорода и ≈ 1000 мкс для аргона.

Калибровка толщин газовых мишеней проводится следующим образом. На передней паре пластин ИД устанавливается разность потенциалов, достаточная для отклонения H^+ , и на мишень направляется чисто нейтральный пучок. В области мишени создается поперечное очищающее поле 2,5 кВ/см, в котором рождающиеся в процессе перезарядки протоны отклоняются и выбывают из пучка. В этом случае прошедший через мишень поток нейтралов

$$(1) \quad I_0 = I_0^{in} \exp(-\sigma^{01}x),$$

где I_0^{in} — исходный поток H^0 ; x — толщина мишени; σ^{01} — сечение обдирки H^0 в H^+ [6—9]. Измеряя полный поток нейтралов на МВЭД дважды — в отсутствие мишени и с включенной мишенью, можно из (1) определить ее толщину. Из приведенных на рис. 2 зависимостей для разных мишеней $\ln(I_0^{in}/I_0)$ от времени T между моментом запуска импульсного электромагнитного затвора и моментом формирования импульсного пучка видно, что толщина газовой мишени пропорциональна времени накопления газа. Соотношение (1) удобно для калибровки как тонких, так и толстых мишеней, поскольку точность калибровки не ограничивается процессом установления зарядового равновесия и не уменьшается с увеличением толщины мишени. В ряде случаев толщина мишени калибровалась и по отношению потоков H^0 и H^+ в пучке, устанавливаемому после прохождения мишени. Оба способа калибровки дали одинаковые результаты.

Измерения углового разброса частиц в пучке проводились при наличии очищающего поля в области мишени и при его отсутствии. Первый случай соответствует процессу рассеяния без перезарядки, так как практически все появившиеся вследствие перезарядки протоны успевают до повторной перезарядки в нейтралы набрать в поперечном очищающем поле скорость, достаточную для отклонения за пределы апертуры датчи-

Таблица 1

Мишень	Условия	E, кэВ	$E_{\perp} = E_0 + kx$	
			E_0 , мэВ	k, мэВ
H ₂	A	5,2	0	4,2±0,4
	A	10,4	0	5,05±0,8
	A	13,0	0	5,9±1,0
He	A	5,0	0	7,5±1,8
	A	13,0	0	6,7±4,3
Ar	A	5,0	0	9,5±0,7
	A	11,0	0	4,8±0,4
	B	9,0	18,1±2,1	11,4±1,0
O ₂	A	11,2	0	19,2±0,9
	B	11,2	20,0±7,0	14,4±3,2

Таблица 2

Мишень	E, кэВ	Дифференциальные сечения рассеяния	
		A	θ_0 , мрад
Ar	11,0	0,1(1±0,09)	3,55(1±0,13)
Ar	9,0	0,36(1±0,21)	4,5(1±0,36)
H ₂	8,3	0,24(1±0,12)	4,4(1±0,22)
He	8,4	0,28(1±0,29)	5,6(1±0,22)

ка МВЭД. Он описывается схемой $H^0 + M \rightarrow H^0$ (M — молекула или атом мишени). Во втором случае на датчик проходят также и вторичные нейтралы, рождающиеся по схеме (2) $H^0 + M \rightarrow H^+ + M \rightarrow H^0$.

Точками 1 на рис. 3 изображена зависимость набора поперечной энергии пучка $E_{\perp} = \alpha_t^2 E$ от x — толщины газовой мишени Ar, измеряемой в единицах $1/(\sigma^{01} + \sigma^{10})$, при энергиях атомов водорода E , равных 5 кэВ, и наличии очищающего поля. Среднеквадратичный угол рассеяния пучка на мишени определялся из соотношения

$$\alpha_t^2 = (\sigma_t^2 - \sigma_0^2)/L^2$$

(σ_0 и σ_t — гауссовская ширина профилей пучка без мишени и при наличии мишени, L — расстояние от мишени до МВЭД). Как следует из рис. 3, набор поперечной энергии пропорционален толщине газовой мишени $E_{\perp} = kx$. Аналогичная пропорциональность установлена и для других газовых мишеней. В табл. 1 приводятся значения k для газовых мишеней H₂, He, Ar, O₂ (условие А).

Разность профилей пучка, полученных в экспериментах без очищающего поля и с очищающим полем, представляет собой профиль пучка атомов водорода, имевших в области мишени промежуточные заряженные состояния (2). Среднеквадратичный угол рассеяния для таких частиц находится по формуле

$$\alpha_d^2 = (\sigma_d^2 - \sigma_0^2)/L^2$$

(σ_d — гауссовская ширина разностного профиля). Точки 2 на рис. 3 изображают зависимость набора поперечной энергии $E_{\perp} = \alpha_t^2 E$ пучка атомов водорода с энергией 9 кэВ, претерпевших двойную перезарядку на мишени Ar, от толщины мишени x , которая удовлетворительно аппроксимируется прямой линией: $E_{\perp} = kx + E_0$ (E_0 — среднее значение набора поперечной энергии при двойной перезарядке). Аналогичная линейная зависимость имеет место и для других газовых мишеней. В табл. 1 представлены значения E_0 и k для газовых мишеней Ar и O₂ (условие Б).

Проведенный анализ выполнен в рамках простой модели рассеяния на малые углы. Вместе с тем наблюдается рассеяние заметной части пучка на большие углы. У профиля прошедшего через мишень пучка появляется «пьедалестал», увеличивающийся с толщиной мишени. Для иллюстрации на рис. 4 приведен профиль исходного пучка (1) с аппроксимирующей его гауссовской кривой и профиль пучка (2), прошедшего мишень Ar толщиной $5/(\sigma^{01} + \sigma^{10})$, при энер-

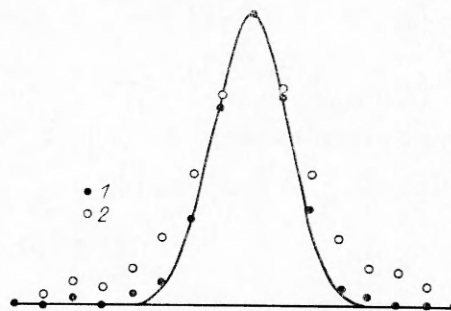


Рис. 4

гии пучка 11 кэВ. В результате более детального математического анализа данных (см. дополнение), полученных в экспериментах с включенным очищающим полем, определено дифференциальное сечение рассеяния $\sigma^{00}(\theta)$ в диапазоне углов рассеяния $10^{-3} \leq \theta \leq 10^{-2}$. Зависимость $\sigma^{00}(\theta)$ аппроксимировалась функцией Гаусса

$$\sigma^{00}(\theta) \approx A \frac{\sigma^{10} + \sigma^{01}}{2\pi b^2} \exp(-\theta^2/2\theta_0^2).$$

Параметры A и θ_0 для ряда мишеней даны в табл. 2.

В ряде случаев, например рассеяния на Ag при энергии $E = 9$ кэВ, $\sigma^{00}(\theta)$ недостаточно хорошо описывается гауссовской функцией, с чем связана большая погрешность определения параметров. Для более детальной информации о дифференциальном сечении рассеяния необходимо увеличить количество измерительных каналов профилометра. Результаты показывают, что в процессах, не сопровождающихся перезарядкой, происходит рассеяние значительной части пучка атомов водорода на углы, гораздо большие характерных углов $5 \cdot 10^{-4}$ рассеяния [10] при перезарядке протонов в атомы водорода.

Таким образом, использование пучка быстрых атомов водорода с низкой поперечной температурой и применение мишени оригинальной конструкции позволило реализовать простую методику исследования рассеяния быстрых атомов водорода на газовых мишенях и определить угловое расширение пучка быстрых атомов водорода на мишенях H_2 , He, Ar, O_2 .

Д о п о л н е н и е. Экспериментальные профили отображают одномерное распределение плотности потока атомов водорода в плоскости МВЭД или, с учетом того что пучок сколлапсирован перед влетом в газовую мишень, одномерное распределение атомов водорода по углам $J_0(\alpha)$. Дополнительная математическая обработка данных проводилась следующим образом. Масштаб углов растягивается так, что угловая апертура МВЭД становится равной 2π , и экспериментальный профиль пучка заменяется периодической функцией с периодом 2π . При условии, что плотность пучка на краях апертуры датчика незначительна, подобная замена не влияет на результат. Полученное распределение подвергается дискретному преобразованию Фурье [11]. Если таким образом изменить масштаб углов одномерных парциальных дифференциальных сечений рассеяния

$$\bar{\sigma}^{ij}(\theta) = \int \sigma^{ij}(\sqrt{\theta^2 + \alpha^2}) d\alpha$$

($\sigma^{ij}(\theta)$ — дифференциальное сечение рассеяния с переходом из i -го в j -е зарядовое состояние H^0, H^+) и разложить их в ряд Фурье

$$\bar{\sigma}_k^{ij} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \bar{\sigma}^{ij}(\varphi) \cos k\varphi d\varphi,$$

то уравнения, описывающие изменение функций распределения частиц пучка по углам $J_0(\alpha)$ и $J_1(\alpha)$, для нейтральной и заряженной компонент

$$\frac{\partial}{\partial x} J_0(\alpha) = \int [\bar{\sigma}^{00}(\varphi)(J_0(\alpha - \varphi) - J_0(\alpha)) + \bar{\sigma}^{10}(\varphi)J_1(\alpha - \varphi) - \bar{\sigma}^{01}(\varphi)J_0(\alpha)] d\varphi,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} J_1(\alpha) = \int [\bar{\sigma}^{11}(\varphi)(J_1(\alpha - \varphi) - J_1(\alpha)) + \bar{\sigma}^{01}(\varphi)J_0(\alpha - \varphi) - \bar{\sigma}^{10}(\varphi)J_1(\alpha)] d\varphi$$

преобразуются в уравнения для гармоник

$$(3) \quad \frac{\partial}{\partial x} J_0^k = \pi (\bar{\sigma}_k^{00} - \bar{\sigma}_0^{00}) J_0^k + \pi (\bar{\sigma}_k^{10} J_1^k - \bar{\sigma}_0^{01} J_0^k),$$

$$\frac{\partial}{\partial x} J_1^k = \pi (\bar{\sigma}_k^{11} - \bar{\sigma}_0^{11}) J_1^k + \pi (\bar{\sigma}_k^{01} J_0^k - \bar{\sigma}_0^{10} J_1^k).$$

Решение системы (3) представляет собой сумму из двух экспонент. Следовательно, задача отыскания дифференциальных сечений рассеяния сво-

дится к подгонке комбинаций двух экспонент для каждой гармоники профилей, снятых при разных толщинах мишеней.

В случае экспериментов с включенным очищающим полем, когда заряженные компоненты пучка уводятся из апертуры,

$$J_0^k = A \exp(\pi(\bar{\sigma}_k^{00} - \bar{\sigma}_0^{00} - \bar{\sigma}_0^{01})x)$$

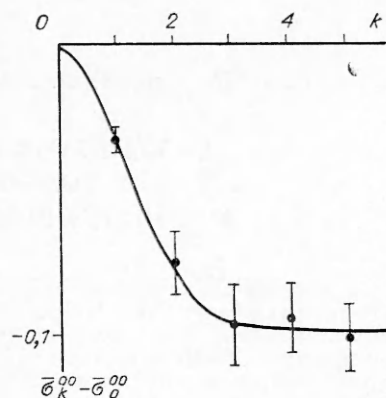
(x — толщина мишени). При этом

$$\ln(J_0^k(x)/J_0^0(x)) = \pi(\bar{\sigma}_k^{00} - \bar{\sigma}_0^{00})x.$$

На рис. 5 приведен спектр сечения рассеяния без перезарядки H^0 с энергией 11 кэВ на мишени Ag, полученный путем подгонки прямых линий под значения $\ln(J_0^k/J_0^0)$, определенные из экспериментальных профилей. Там же отображен спектр гауссовской кривой, наилучшим образом аппроксимирующей полученное распределение. Ей соответствует сечение рассеяния

$$\sigma(\theta) = \frac{0,1(\sigma^{10} + \sigma^{01})}{2\pi\theta_0^2} \exp(-\theta^2/2\theta_0^2)$$

с углом $\theta_0 = 3,6 \cdot 10^{-3}$ рад.



Р и с 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г. И., Савченко О. Я. Увеличение интенсивности пучков отрицательных ионов и атомов водорода от импульсного ионного источника // ЖТФ.— 1968.— Т. 38, № 11.
2. Баткин В. И., Гетманов В. Н. Аналого-цифровой интерфейс и оперативное измерение фазового объема пучка на ЭВМ Электроника-100И // ПТЭ.— 1983.— № 5.
3. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я., Хусаинов Р. А. Диагностика плазменной струи сеточными электродами // ПМТФ.— 1982.— № 6.
4. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Повышение яркости пучка дугового источника протонов // ПТЭ.— 1984.— № 1.
5. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я., Хусаинов Р. А. Влияние газовых мишеней на угловой разброс в пучке быстрых атомов водорода // VIII Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений: Тез. докл.— Л.: ЛИЯФ.— 1981.
6. Allison S. K. Experimental results on charge-changing collisions of hydrogen and helium atoms and ions at kinetic energies above 0,2 kev // Rev. Mod. Phys.— 1958.— V. 30, N 4.
7. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество.— Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.
8. Федоренко Н. В. Потеря и захват электронов атомами, протонами и отрицательными ионами водорода при столкновениях с атомами и молекулами. Экспериментальные данные о сечениях // ЖТФ.— 1970.— Т. 40, № 12.
9. Tawara H., Russek A. Charge-changing processes in hydrogen beams // Rev. Mod. Phys.— 1973.— V. 45, N 2.
10. Wittkover A. B., Gilbodi H. B. An experimental study of small angle scattering in charge-transfer collisions // Proc. Phys. Soc.— 1967.— V. 90, N 2.
11. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган.— М.: Наука, 1979.

г. Новосибирск

Поступила 27/І 1987 г.,
в окончательном варианте — 20/І 1989 г.