

02;10;12

©1993 г.

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ФОТОНЕЙТРАЛИЗАЦИИ ПУЧКОВ ИОНОВ H^-

В.В.Анциферов, В.А.Батулин, Г.И.Дремин

Приведены результаты экспериментальных и аналитических исследований фотонейтрализации пучков ионов H^- с энергией 20–200 кэВ поляризованным лазерным излучением. Обнаружен провал в центре контура углового распределения полученного пучка атомов водорода в случае, когда вектор поляризации электрического поля лазерного излучения был ортогонален вектору скорости пучка ионов. Такая анизотропия контура углового распределения пучка атомов водорода обусловлена деформацией профиля углового распределения фотоэлектронов, зависящей от направления поляризации лазерного излучения.

Пучки атомов водорода находят широкое применение для дополнительного нагрева плазмы в токамаках, мезонных фабриках и др. Они получаются при нейтрализации пучков ионов H^- , максимальная эффективность ($\sim 100\%$) которой достигается на фотонных мишенях, поскольку в реакции фотоотрыва электрона нет дополнительных каналов реакций, характерных для газовых мишеней. Эффективность нейтрализации пучков отрицательных ионов на газовых мишенях составляет 65%, а на плазменных — 85% [1]. Высокая эффективность фотонейтрализации пучков отрицательных ионов и ее слабое влияние на параметры получаемого нейтрального пучка ставят на новую основу проблему получения пучков нейтральных частиц.

Процесс нерезонансной фотонейтрализации пучков ионов H^- использовался для получения пучков атомов водорода с энергиями до 1 кэВ [2] и 1 МэВ [3], при этом расходимость пучков была достаточно большой ($\sim 10^{-2}$ рад). При создании пучков атомов водорода с малой расходимостью ($\sim 10^{-4}$ рад) существенное влияние на процесс фотонейтрализации может оказать взаимная ориентация векторов скорости пучка отрицательных ионов и поляризации лазерного излучения [4]. Эксперименты по наблюдению поляризационной зависимости контура углового распределения получаемого нейтрального пучка позволяют оптимизировать процесс фотонейтрализации и определять константу угловой асимметрии, расчет которой в рамках развитых квантово-механических моделей электронной оболочки ионов, как правило, весьма сложен. Результаты таких исследований могут служить источником информации об угловой конфигурации электронных оболочек отрицательных ионов и составить базу новых методов управления фотонейтрализацией ионных пучков.

1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Ленточный пучок ионов H^- с угловой расходимостью $2 \cdot 10^{-5}$ рад, током 10 мкА в диапазоне энергий 20–200 кэВ формировался двумя диафрагмами D_1 и D_2 с размерами 0.1×5 мм. После камеры взаимодействия (Z_1, Z_2) при регистрации атомов H^0 ионы H^- пучка отклонялись магнитом M_2 . При этом атомы H^0 регистрировались только в течение времени взаимодействия излучения с пучком. Регистрация профиля пространственного распределения H^- и H^0 с угловым разрешением $1 \cdot 10^{-6}$ рад производилась детектором, состоящим из диафрагмы D_3 (размером 0.01×5 мм), вакуумного электронного умножителя ВЭУ-1 и шагового двигателя, дискретно перемещающего весь детектор относительно пучка. Пролетная база от зоны взаимодействия до детектора составляла 10 м.

Фотонная мишень формировалась длиннофокусной линзой L_1 ($f = 50$ см) и двумя плоскими стопроцентными зеркалами Z_1 и Z_2 , при этом вертикальный размер зоны взаимодействия составлял 0.5 мм при длине 2 мм. Для формирования фотонной мишени использовались излучение на длине волны 1064 нм системы лазер на неодиме в иттриво-алюминиевом гранате L и усилитель $У$, формирующей в квазинепрерывном режиме импульс длительностью 1 мс в направлении, перпендикулярном вектору скорости пучка ионов H^- . Энергия поляризованного излучения лазера составляла 7 Дж, после усилителя — 15 Дж. Стопроцентная линейная поляризация лазерного излучения достигалась с помощью стопы из 12 клиновидных стеклянных пластинок, расположенной в плоском резонаторе лазера под углом Брюстера к его оси. Поворот плоскости поляризации излучения на $\pi/2$ производился после усилителя кварцевой полуволновой пластинкой $П$. Лазер работал с частотой повторения импульсов ~ 1 Гц, его частота ограничивалась появлением остаточных наведенных тепловых деформаций кристаллов граната, которые приводили к расфокусировке лазерного излучения и падению его интенсивности в

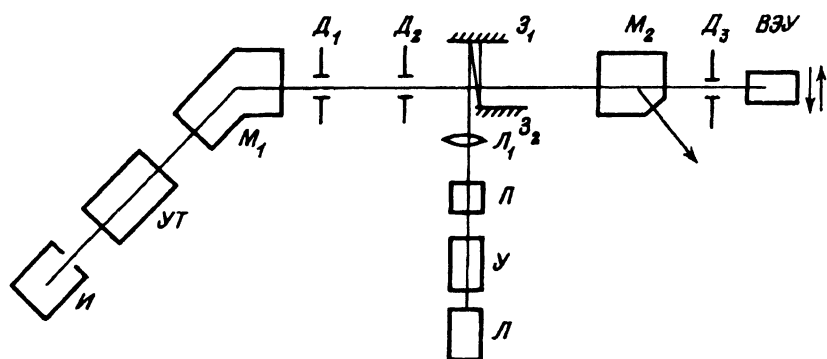


Рис. 1. Схема экспериментальной установки фотонейтрализации ускоренных пучков ионов H^- .

$И$ — источник ионов H^- ; $УТ$ — ускоряющая трубка; M_1 — поворотный магнит; D_1 и D_2 — диафрагмы, формирующие заданную расходимость пучка ионов H^- ; L — лазер на неодиме в иттриво-алюминиевом гранате; $У$ — лазерный усилитель; $П$ — полуволновая фазовая пластинка; L_1 — линза с фокусом 0.5 м; Z_1 и Z_2 — стопроцентные зеркала фотонной мишени; M_2 — отклоняющий магнит; D_3 — диафрагма детектора; ВЭУ — электронный умножитель.

зоне взаимодействия. Направление, степень поляризации и энергия лазерного излучения контролировались в каждом импульсе.

2. Эффективность фотоотрыва

По определению эффективность фотоотрыва при прохождении пучком расстояния x в фотомишени задается выражением

$$\eta(x) = 1 - I_x^- / I_0^-, \quad (1)$$

где I_0^- — поток ионов H^- на входе фотомишени, I_x^- — поток ионов на выходе фотомишени длиной x , $(I_0^- - I_x^-)$ — поток нейтралов.

Для потока фотоэлектронов можно записать

$$\frac{dI_e}{dt} = -\frac{\sigma I}{\hbar\omega} I_e, \quad (2)$$

где $\hbar\omega$ — энергия фотона, σ — сечение фотоотрыва (для H^- на длине волны 1064 нм, $\sigma = 3.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [5]), I — плотность потока энергии лазерного излучения.

Поскольку скорость иона $V_i = dx/dt$, то, заменяя в (2) дифференцирование по t на дифференцирование по переменной x и интегрируя, находим

$$\eta = 1 - \exp \left[-\frac{\sigma}{\hbar\omega V_i} F \right]. \quad (3)$$

Здесь $F(x) = \int_0^x I(s) ds [\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1}]$ — оптическая толщина фотомишени. Для энергии пучка ионов 100 кэВ эффективность фотонейтрализации в нашем случае составила $\sim 2\%$.

3. Результаты измерений

Эффект поляризационно-угловой анизотропии распределения по углам вылета образовавшихся атомов водорода был впервые экспериментально обнаружен нами [6] при фотонейтрализации пучка ионов H^- линейно поляризованным лазерным излучением, распространяющимся перпендикулярно пучку. Анизотропия характеризовалась появлением провала в центре углового распределения пучка атомов водорода (рис. 2, а). Такая деформация контура углового распределения атомов H^0 наблюдалась в случае, когда электрический вектор лазерного излучения \vec{E} был ортогонален вектору \vec{V}_i скорости пучка ионов H^- . При этом величина провала в центре углового распределения не зависела от энергии пучка ионов, а определялась степенью поляризации лазерного излучения, с ее уменьшением величина провала также уменьшалась. Деформация контура исчезала, если вектор \vec{E} был коллинеарен направлению распространения ионного пучка (рис. 2, б, кривые 1-3). Для сравнения на рис. 2, б (кривая 4) приведен контур углового распределения атомов H^0 , полученный при нейтрализации ионов H^- пучка с энергией 100 кэВ на газовой мишени. Как видно, наименьшая ширина контура углового распределения атомов водорода пучка реализуется при фотонейтрализации ионов

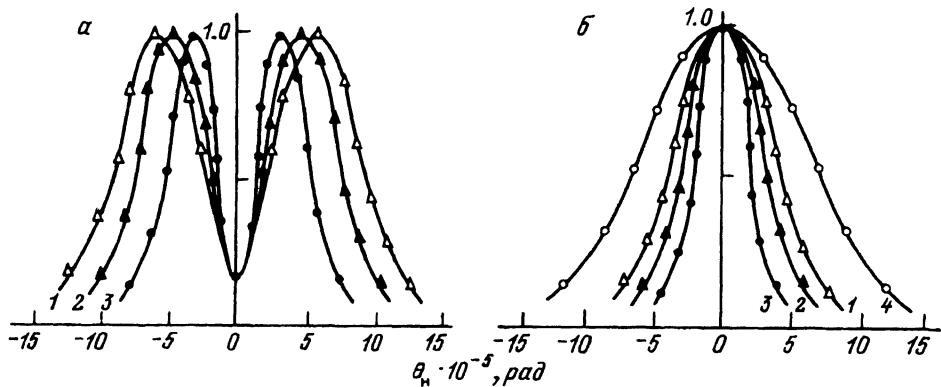


Рис. 2. Угловые распределения пучков атомов водорода с энергиями 50 (1), 100 (2) и 200 кэВ (3), полученные при фотонейтрализации ионов H^- пучков поляризованным лазерным излучением с вектором $\vec{E} \perp \vec{V}_i$ (а) и с $\vec{E} \parallel \vec{V}_i$ (б).

Контур 4 (рис. 2, б) получен при нейтрализации ионов H^- с энергией 100 кэВ на газовой мишени.

H^- излучением с $\vec{E} \parallel \vec{V}_i$ и ширина контура уменьшается с ростом энергии пучка как $I/(E)^{1/2}$ (рис. 3).

При обработке результатов учитывалась систематическая ошибка, связанная с геометрией эксперимента. Угловое распределение атомов водорода пучка при использовании ленточного пучка ионов H^- с энергией $\lesssim 1$ МэВ и шелевой системой детектирования хорошо аппроксимируется распределением [7]

$$n(\theta_H) = \frac{C}{[1 + (\theta_H/\pi)^2]^{3/2}}. \quad (4)$$

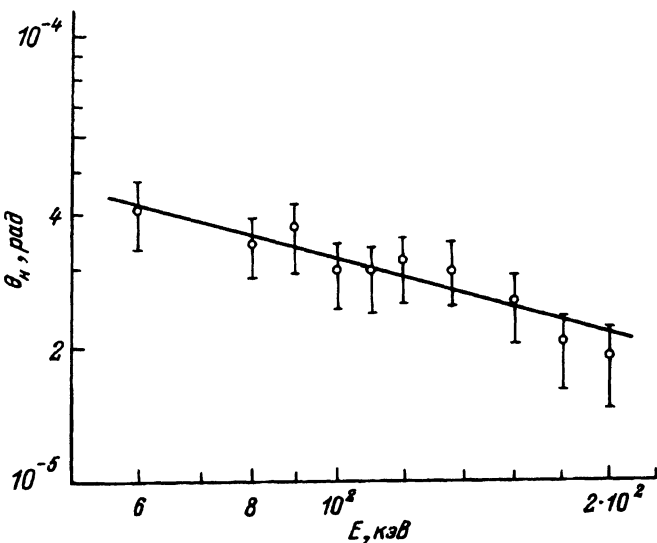


Рис. 3. Зависимость угла расходимости θ_H атомов водорода от энергии ионов H^- пучка при его фотонейтрализации с $\vec{E} \parallel \vec{V}_i$.

4. Анализ результатов

В системе центра инерции (ц-системе) энергия распада иона H^- , определяемая суммарной энергией фотона $\hbar\omega$ и энергией сродства E_{cp} , отсчитываемой от основного уровня атома водорода E_0 ,

$$\mathcal{E} = \hbar\omega + E_{cp} - E_0 \quad (5)$$

связана с кинетической энергией разлетающихся частиц законом сохранения энергии

$$\mathcal{E} = p_0^2/2m, \quad (6)$$

где p_0 - импульс частицы в ц-системе; $m = (m_e m_i)/(m_e + m_i)$ - приведенная масса, выраженная через массу электрона m_e и иона m_i .

Если в ц-системе скорость атома

$$V_0 = \frac{p_0}{m_i} \approx \frac{(2\mathcal{E}m_e)^{1/2}}{m_i} \quad (7)$$

существенно меньше скорости иона V_i в лабораторной системе (л-системе), то атом вылетает вперед под углом θ относительно направления вектора \vec{v}_i , не превышающим значения

$$\sin \theta_{\max} = \frac{V_0}{V_i} \ll 1. \quad (8)$$

Согласно [8], связь между углами вылета θ и θ_0 в л- и ц-системах приближенно можно выразить формулой

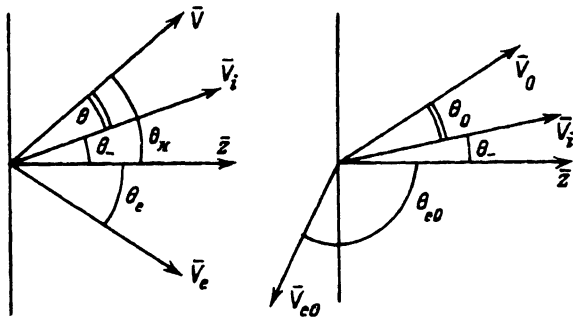
$$\operatorname{tg} \theta \approx \theta \approx \theta_{\max} \sin \theta_0. \quad (9)$$

Схема распада частиц в л- и ц-системах показана на диаграммах (рис. 4). В ц-системе $V_i = 0$ и принимается в расчет только направление скорости распада частицы. Распределение вылетающих атомов H^0 по направлениям в л-системе при $V_0 \ll V_i$ определяется выражением

$$\sin \theta \frac{1 + \frac{V^2}{V_0^2} \cos 2\theta}{\left[1 - \frac{V^2}{V_0^2} \sin^2 \theta\right]^{1/2}} d\theta \approx \frac{\theta}{\theta_{\max}^2} \left[1 - \frac{\theta^2}{\theta_{\max}^2}\right]^{1/2} d\theta = D(\theta)d\theta \quad (10)$$

Рис. 4. Диаграммы распада иона H^- в л- и ц-системах.

$\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{V}_i$ - скорость атома водорода в л-системе;
 \vec{V}_e, \vec{V}_{e0} - скорости электронов в л- и ц-системах;
 θ_H - угол между вектором \vec{V} и осью z , характеризующий направление распространения ионного пучка;
 θ^- - угол между вектором \vec{V}_i и осью z ;
 θ_e и θ_{e0} - углы между векторами \vec{V}_e и \vec{V}_{e0} и осью z .



при $0 \leq \theta \leq \theta_{\max}$. С другой стороны, угловое распределение фотоэлектронов при фотоотрыве линейно поляризованным излучением $B(\varphi)$ дается соотношением [9]

$$B(\varphi) = (\sigma_0/4\pi)[I + P_2(\cos \varphi)]. \quad (11)$$

Здесь σ_0 — полное сечение фотоотрыва на частоте излучения, φ — угол между векторами \vec{E} и \vec{V}_i , $P_2(\cos \varphi) = (1.5 \cos^2 \varphi - 0.5)$ — полином Лежандра, β — коэффициент угловой асимметрии

$$\beta = \frac{l(l-1)R_{l-1}^2 + (l+1)(l+2)R_{l+1}^2 - 6l(l+1)R_{l-1} \cos(\delta_{l+1} - \delta_{l-1})}{(2l+1)[R_{l-1}^2 + (l+1)R_{l+1}^2]}, \quad (12)$$

где $R_{l\pm 1}$ — радиальная часть дипольного матричного элемента.

Коэффициент β зависит от разности фаз волновых функций непрерывного спектра $\delta_{l\pm 1}$ и принимает значения в интервале $2 > \beta > -1$.

Следовательно, вероятность вылета нейтрального атома H^0 по углам $\theta_H = \theta + \theta^-$ к оси z пропорциональна произведению

$$D(\theta)d\theta \cdot B(\varphi) \cdot f(\theta^-), \quad (13)$$

где $f(\theta^-)$ — распределение пучка ионов H^- по углам в л-системе, $\varphi = \theta_e - \theta^- - \alpha$, α — угол между векторами \vec{E} и \vec{V}_e .

В итоге распределение атомов H^0 по углам вылета $n(\theta_H)$ можно представить

$$n(\theta_H) \sim \int_0^{\theta_{\max}} D(\theta) \cdot B(\theta_e - \theta_H + \theta - \alpha) \cdot f(\theta_H - \theta) d\theta. \quad (14)$$

В приближении $\theta_{\max} \ll 1$ выражение (14) существенно упрощается:

$$n(\theta_H) \sim \int_0^1 \frac{x dx}{\sqrt{1-x^2}} B(\theta_e - \theta_H + x\theta_{\max} - \alpha) \cdot f(\theta_H - x\theta_{\max}). \quad (15)$$

При $m_e V_i^2 \gg \mathcal{E}$ для определения угла θ_e допустимо использование соотношения

$$\operatorname{tg} \theta_e = 2\theta \frac{m_i}{m_e}. \quad (16)$$

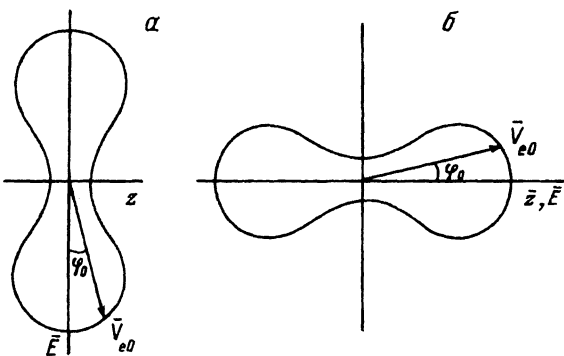


Рис. 5. Контуры углового распределения $n(\theta_H)$ атомов водорода при фотонейтрализации ионов H^- излучением с $\vec{E} \perp \vec{z}$ (а) и $\vec{E} \parallel \vec{z}$ (б)

Контур углового распределения ионов H^- можно аппроксимировать зависимостью

$$f(\theta^-) \sim \exp(-\theta^{-2}/\sigma^2). \quad (17)$$

Тогда для углового распределения атомов H^0 имеем

$$n(\theta_H) \sim \int_0^{\theta_{\max}} \frac{\theta d\theta}{(1 - \theta^2/\theta_{\max}^2)^{1/2}} \left\{ 1 + \beta \left[\frac{3}{2}(\theta - \theta_H)^2 - \frac{1}{2} \right] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -(\theta - \theta_H)^2/\sigma^2 \right\}. \quad (18)$$

Аналитически полученный интеграл не берется, и для нахождения зависимости $n(\theta_H)$ необходимо использовать численные методы.

Измерения выполнялись при углах $\alpha = 0, \pi/2$; $\max(\text{tg } \theta_e) \lesssim 1$. Эксперименту отвечают следующие значения энергетических величин: $\hbar\omega = 1$ эВ, $E_{\text{ср}} = -0.75$ эВ, $E_0 = 13.6$ эВ. Поэтому имеем $\mathcal{E} = 10$ эВ, $V_0 = 10^5$ см/с, $V_i = 5 \cdot 10^8$ см/с, $V_{e0} = 2 \cdot 10^8$ см/с, $\theta_{\max} = 10^{-4}$ рад.

Если направление вектора \vec{E} совпадает с направлением движения электрона \vec{V}_{e0} , то $\varphi_0 = 0$. При $\vec{E} \perp \vec{V}_{e0}$ имеем $\varphi_0 = \pi/2$. Появление провала в центре контура углового распределения пучка атомов H^0 при $\alpha = \pi/2$, описываемое формулами (14), (15), объясняется следующим образом. В предположении, что $\beta = 1$, индикатриса фотоотрыва в π -системе, отвечающая случаю $\alpha = \pi/2$, показана на рис. 5 (φ_0 — угол между вектором \vec{V}_{e0} и вектором E). Видно, что случаю $\vec{E} \perp \vec{z}$ отвечают углы $\varphi_0 = \pi/2, \theta_0 = 0$ с минимальной эффективностью фотоотрыва. Некоторому разбросу по углам в окрестности $\theta^- < \sigma$ отвечает, следовательно, рост эффективности фотоотрыва и количества нейтральных атомов n_H . Это приводит к появлению провала в центре контура углового распределения атомов $H^0 n(\theta_H)$ (рис. 5, а).

Противоположному случаю $\vec{E} \parallel \vec{z}$ отвечают углы $\varphi_0 = \theta_0 = 0$ с максимальной эффективностью фотоотрыва, и контур углового распределения $n(\theta_H)$ дается монотонно спадающей функцией (рис. 5, б).

Список литературы

- [1] Димов Г.И., Дудников В.Г. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 3. С. 692-699.
- [2] Van Zyl B., Utterback H.G., Amme R.C. // Rev. Sci. Instrum. 1976. Vol 47. N 7. P. 814-819.
- [3] Fink J.H., Hamilton G.W. // Produc. Neutr. Neg. Hydr. Ions and Beams. Proc. I Intern. Symp. Brookhaven, 1977. P. 185-192.
- [4] Друкарев Г.Ф., Бородин В.Н., Юрова И.Ю. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений. Ч. I. Петрозаводск, 1978. С. 20.
- [5] Smith J., Burch D.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2. N 4. P. 165-166.
- [6] Анфицеров В.В., Батурич В.А., Дремин Г.И. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений. Чебоксары, 1991. С. 91.
- [7] Leew P.E., Tip A., Koot W. et al. // J. Chem. Phys. 1986. Vol. 101. N 2. P. 183-199.
- [8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Физматгиз, 1968.
- [9] Cooper J., Zare R.H. // J. Chem. Phys. 1968. Vol. 48. N 2. P. 942-943.

Сухумский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
12 мая 1992 г.