

02;12

©1993 г.

РАССЕЯНИЕ ИОНОВ ГЕЛИЯ С ЭНЕРГИЕЙ $E = 4.5$ МэВ В ГАЗАХ С ИЗМЕНЕНИЕМ И БЕЗ ИЗМЕНЕНИЯ ЗАРЯДА

Г.Д.Ведьманов, Ю.Г.Лазарев, В.И.Радченко

Рассматриваются вопросы использования методики электрического сканирования для измерения пространственно-угловых и зарядовых распределений частиц, испытавших столкновения с изменением и без изменения исходного заряда, приводятся результаты измерения характерных углов и полных эффективных сечений рассеяния ионов гелия с энергией $E = 4.5$ МэВ в газовых мишенях He, Ar, Kr, Xe, H₂, O₂, CO₂ для процессов типа (11), (22) и (12). Показано, что характерные углы рассеяния ионов гелия с изменением и без изменения заряда соизмеримы между собой, тогда как сечения σ_{11} , σ_{22} рассеяния частиц без изменения заряда многократно превышают сечения потери электрона ионами He⁺.

Экспериментальные исследования рассеяния быстрых частиц на малые углы (менее 10^{-3} рад) с изменением и без изменения заряда являются важной научно-технической задачей [1,2]. В частности, изучение процессов (ii)-рассеяния без изменения заряда позволяет сделать оценки сечений возбуждения электронной оболочки валетающих ионов, если исходный заряд ионов при ион-атомном взаимодействии сохраняется, а также корректно подойти к измерению дифференциальных сечений и характерных углов рассеяния частиц, участвующих в процессах потери и захвата электронов.

Однако указанные экспериментальные исследования сдерживаются, особенно в области энергии $E \gtrsim 1$ МэВ/нуклон, необходимостью создания измерительных комплексов с угловой расходимостью пучка и угловым разрешением установки $\lesssim 10^{-5}$ рад [3,4]. Использование при измерении пространственно-угловых распределений (ПУР) частиц набора электрических deflectоров, расположенных до и после камеры столкновений (КС) [4,5], и электронных устройств развертки пучка ионов [6] позволяет снять или решить более рационально вопросы, связанные с мониторингом пучка, нелинейностью и разрешающей способностью измерительной аппаратуры, а также другие вопросы, проявляющиеся в установках с механическим перемещением узла детектора.

В настоящей работе рассматриваются особенности использования методики электрического сканирования [4] для измерения ПУР частиц, испытавших столкновения с изменением и без изменения исходного заряда, приводятся результаты измерения характерных углов и полных эффек-

тивных сечений рассеяния ионов гелия с энергией $E = 4.5$ МэВ в газовых мишенях He, Ar, Kr, Xe, H₂, O₂, CO₂ для процессов (11), (22) и (12).

Сведения об экспериментальной установке и методике измерения ПУР изложены в работе [4]. Измерение профиля пучка производится с помощью двух электрических дефлекторов. На пластины первого из них подается напряжение от устройства [6] с цифроаналоговым преобразователем (ЦАП) и цифровым задатчиком напряжения с микропроцессорным управлением. Формируемое электронным устройством напряжение между пластинами дефлектора отклоняет ионы перпендикулярно плоскости ленточного пучка (вдоль оси x) относительно неподвижного полупроводникового детектора (ППД) с входной узкой щелью. При измерении ПУР частиц размеры щели ППД составляли $h = 10$ мкм по оси x и $l = 0.1 - 2$ мм вдоль оси y (в качестве оси z выбираем направление движения частиц).

Второй дефлектор служит для разделения зарядовых фракций пучка и направляет нужную компоненту на входной коллиматор детектора. Легко показать, что под действием k -го уровня дискретной шкалы уровней напряжения на первом дефлекторе центр (как и любая другая точка) ПУР нерелятивистских частиц с зарядом i переместится в точку

$$x_0^{(k)} = x_0 + \frac{ie}{2E} \left[k \cdot \Delta V \frac{z_1 L_1}{d_1} + \left(V_{10} \frac{z_1 L_1}{d_1} + V_2 \frac{z_2 L_2}{d_2} \right) \right], \quad (1)$$

где x_0 — положение центра (или произвольной точки) ПУР пучка в плоскости щели ППД в отсутствие разности потенциалов между пластинами дефлекторов; e — элементарный заряд; E — кинетическая энергия ионов; $k = 0, 1, \dots, = 511$ — номер уровня квантования, соответствующий цифровому коду задатчика; ΔV — шаг квантования по напряжению на выходе ЦАП; $V_1 = V_{10} + k \cdot \Delta V$, V_2 — напряжения, прикладываемые между пластинами первого и второго дефлекторов; d_1, d_2 — зазоры между пластинами дефлекторов; z_1, z_2 — длины дефлекторов; L_1, L_2 — расстояния между центрами дефлекторов и щелью регистрирующего ППД.

Значения V_1, V_2 в (1) считаем положительными, если направления векторов напряженности поля и оси x совпадают. Производные $dx_0^{(k)}/dV_1$, $dx_0^{(k)}/dV_2$ назовем абсолютной чувствительностью дефлекторов по напряжению относительно ионов с зарядом i и энергией E . Величины же, определенные по отношению к ионам с единичными зарядом и энергией, будем именовать чувствительностью.

Чувствительности дефлекторов рассчитывались по формуле (1) и определялись экспериментально. В последнем случае использовалось устройство механического перемещения ППД со щелью вдоль оси x на заданное расстояние: диапазон перемещения $0 \dots 9$ мм, шаг 1.6 мкм. Для градуировки первого дефлектора и соответствующей электронной аппаратуры измерялось значение V_1 , отвечающее центру $x_0^{(k)}$ ПУР частиц с зарядом i , при нескольких положениях детектора со щелью. Аналогичная процедура может использоваться для градуировки второго дефлектора. Мы же с этой целью регистрировали значения $V_1(i)$ и $V_1(i+1)$ центров ПУР двух соседних зарядовых компонент пучка (пространственно разделенных под действием напряжения V_2) при неизменном положении детектора со щелью (вследствие чего $x_0^{(k_i)} = x_0^{(k_{i+1})}$) и по известной чув-

ствительности $dx_0^{(k)}/dV_1$ вычисляли

$$\frac{dx_0^{(k)}}{dV_2} = \frac{iV_1(i) - (i+1)V_1(i+1)}{V_2} \times \frac{dx_0^{(k)}}{dV_1},$$

как это следует из соотношения (1). Погрешности экспериментального определения чувствительностей, значения которых в угловых единицах приведены в работе [4], составляют $\approx 1\%$.

С увеличением ΔV можно одновременно регистрировать ПУР для нескольких зарядовых фракций пучка, получая количественную информацию как об угловых, так и о зарядовых распределениях частиц. Изменяя зарядовый состав пучка, необходимо учитывать зависимость абсолютной чувствительности управляющего дефлектора от заряда ионов, а также величину соотношения между шириной щели детектора $h = x_2 - x_1$ (x_1, x_2 — координаты кромок щели) и шагом сканирования $h_1 = x_0^{(k+1)} - x_0^k$ для частиц с данным зарядом i . Представим выражение (1) в виде $x_0^k = k \cdot h_1 + h_2$. Пусть τ — промежуток времени, в течение которого напряжение на управляющем дефлекторе поддерживается на k -м уровне; для равномерного сканирования τ не зависит от k . Тогда число частиц, зарегистрированных детектором [4] в каналах спектра от k_1 до k_2 включительно, между которыми находится пик частиц с зарядом i , будет равно

$$N_i = \nu \tau l \sum_{k=k_1}^{k_2} \int_{x_1}^{x_2} j_i(x - x_0^k) dx = \nu \tau l \sum_{k=k_1}^{k_2} \int_{x_1 - x_0^k}^{x_1 - x_0^{(k+1)} + h} j_i(x) dx, \quad (2)$$

где $j_i(x - x_0^{(k)})$ — плотность потока частиц с зарядом i в точке x ; ν — число сканирований, одинаковое для всех k ; l — ширина по оси y коллимирующей щели детектора. Плотность потока j_i здесь усреднена по координате y .

Из формулы (2) ясно, что истинное значение числа зарегистрированных частиц должно быть получено при суммировании по k без пропусков и наложений интервалов интегрирования по координате x для соседних значений k , т.е. при $h = h_1$

$$\begin{aligned} J_i &= \nu \tau l \sum_{k=k_1}^{k_2} \int_{x_1}^{x_1 + h_1} j_i(x - kh_1 - h_2) dx = \nu \tau l \sum_{k=k_1}^{k_2} \int_{x_1 - kh_1 - h_2}^{x_1 - (k-1)h_1 - h_2} j_i(x) dx = \\ &= \nu \tau l \int_{x_1 - k_2 h_1 - h_2}^{x_1 - (k_1 - 1)h_1 - h_2} j_i(x) dx. \end{aligned} \quad (3)$$

Части выражений (2), (3), стоящие после второго знака равенства, получены заменой переменной интегрирования и интерпретируются на случай перемещаемого с шагом h_1 детектора со щелью при неподвижном пучке ионов. Последний интеграл в (3) соответствует неподвижному пучку и детектору с шириной щели $(k_2 - k_1 + 1)h$.

Выразим N_i через J_i , используя левую часть соотношения (2). Для этого меняем порядок суммирования и интегрирования и полагаем шаг сканирования h_1 достаточно малым в сравнении с ПШПВ (полная ширина на половине высоты) профиля пучка, так что справедливо равенство

$$J_i = \nu \tau l \sum_{k=k_1}^{k_2} h_1 j_i(x - x_0^k), \text{ где } x_1 \leq x \leq x_1 + h_1. \text{ Тогда}$$

$$N_i = \frac{h}{h_1} J_i. \quad (4)$$

В этом случае, если еще и $h \ll$ ПШПВ пучка, одновременно измеряются как зарядовый состав, так и угловые характеристики пучка. В экспериментальной практике чаще всего шаг сканирования h_1 не является малым, по крайней мере в сравнении с ПШПВ аппаратной функции установки. Поэтому отношение h к h_1 следует выбирать равным целому числу $n = h/h_1$. Действительно, при этом условии выражению (2) можно придать следующую форму:

$$N_i = \nu \tau l \sum_{k=k_1}^{k_2} \int_{x_1}^{x_1+n h_1} j_i(x - x_0^k) dx =$$

$$= \nu \tau l \sum_{k=k_1}^{k_2} \left\{ \overbrace{\int_{x_1}^{x_1+h_1} j_i(x - x_0^k) dx + \int_{x_1+h_1}^{x_1+2h_1} + \dots + \int_{x_1+(n-1)h_1}^{x_1+n h_1}}^n \right\} = n J_i. \quad (5)$$

Равенство (5) является точным. Если же n отлично от целого числа, то погрешность использования формулы (5) вне зависимости от формы распределения j_i можно оценить как $1/(2n)$.

Поскольку шаг h_1 пропорционален заряду частицы i , то из (4) и (5) найдем, что

$$\frac{J_i}{J_j} = \frac{N_i}{N_j} \frac{i}{j}. \quad (6)$$

Как правило, ПУР частиц первичного пучка (аппаратная функция установки, измеренная при толщине мишени $t = 0$) и пучка, рассеянного мишенью, описываются функцией Гаусса до уровня $\sim 20\%$ от максимума кривой. В области "крыльев" гауссиан спадает быстрее измеренных распределений пучка.

В случае рассеяния частиц без изменения заряда распределение для аппаратной функции установки существенно трансформируется. Часть пучка проходит мишень t без рассеяния, и, следовательно, ее ПУР полностью соответствует аппаратной функции установки, а часть — претерпевает рассеяние, формируя "пьедестал" результирующего распределения. Благодаря этому можно выделить из общего числа долю $\Phi_i^{(0)(t)}$ частиц, не испытавших рассеяние в мишени. Нетрудно показать, что если сечения

потери или захвата электронов заводом малы по сравнению с искомыми сечениями σ_{ii} рассеяния частиц без изменения заряда, то справедливо соотношение

$$\sigma_{ii} = \frac{1}{t} \ln \frac{\Phi_i(t)}{\Phi_i^{(0)}(t)}, \quad (7)$$

где $\Phi_i(t)$ — доля частиц с зарядом i после прохождения мишени толщиной t .

Таким образом, для определения σ_{ii} по формуле (7) достаточно провести одно единственное измерение ПУР частиц с зарядом i . Методика определения сечений σ_{ii} основана на предполагаемом равенстве истинного отношения $\Phi_i(t)/\Phi_i^{(0)}t$ тому, которое измерено в центральной зоне ленточного пучка. Предположение, очевидно, оправдано, когда ширина пучка много больше ПШПВ рассеянных частиц.

Сечения рассеяния ионов гелия с сохранением заряда рассчитывались согласно равенству (7), причем центральная часть пьедестала ПУР аппроксимировалась функцией вида $j_i(x) = ap^{1/2}(1+p)$, где

$$p = \left[1 + \frac{(x - x_0^{(k)})^2}{8^2} \right]^{-1};$$

a, b — параметры аппроксимации. Результаты расчетов представлены в таблице. В ней же содержатся сведения о сечениях процессов потери (12) и захвата (21) электронов ионами гелия, измеренных в данной работе и другими авторами [7-9]. В расчетах сечений потери и захвата электронов σ_{12}, σ_{21} использовались соотношения (5), (6). В наших измерениях величина $n \approx 4$. В остальном формулы и методика, по которым определялись эти сечения, традиционны, поэтому мы их здесь опускаем.

Сечения рассеяния частиц без изменения заряда, как видно из таблицы, многократно превышают сечения потери электрона ионами He^+ . В пределах погрешности эксперимента соотношение $\sigma_{22}/\sigma_{11} \approx 2$ и не зависит от вида мишени (за исключением, может быть, H_2 , а также CO_2).

Сечения рассеяния ионов гелия с изменением и без изменения заряда при энергии столкновения $E = 4.5 \text{ МэВ}, 10^{-16} \text{ см}^2$

Газ	σ_{11}	σ_{22}	σ_{12}	σ_{12}	σ_{21}	σ_{21}
He	0.53	1.15	0.07	0.07 [7]	—	0.00026 [8] 0.016 [9]
Ar	3.0	6.4	0.90	0.9 [7]	0.041	0.018 [8] 0.003 [9]
Kr	3.3	6.5	0.85	1.0 [7]	0.047	0.05 [8] 0.02 [9]
Xe	—	—	0.89	—	—	—
H_2	0.95	2.5	0.064	—	—	—
O_2	2.8	6.1	0.99	—	—	—
CO_2	3.7	9.2	0.83	—	—	—

Значения углов θ , характеризующих тот или иной процесс рассеяния, соответствуют ПШПВ ПУР ленточного пучка и определяются формулой

$$\theta^2 = \frac{S^2 - S_{A\Phi}^2}{L^2}, \quad (8)$$

где S , $S_{A\Phi}$ — ширины ПУР на полувысоте для мишеней толщиной t и $t = 0$ соответственно; $L = 9.48$ м — расстояние от центра камеры столкновений до коллимирующей щели ППД.

Для процессов $\text{He}^+ + M \rightarrow \text{He}^{2+} + \dots$ ПУР ионов He^{2+} хорошо описывается функцией $j_2(x) = a_1 p^{1/2} + a_2 p^{3/2}$ (a_1, a_2 — подбираемые параметры) и в существенной мере зависит от толщины мишени, как это следует из сопоставления значений приводимых ниже углов θ и сечений взаимодействия для процессов рассеяния с изменением и сохранением заряда частиц.

Характерные углы для процесса потери электрона ионами He^+ не зависят от типа мишени и составляют $\theta_{12} = 44$ мкрад $\pm 12\%$ (кроме мишени из CO_2 , для которой $\theta_{12} = 60$ мкрад). Выполнены также оценочные измерения углов θ_{11} и θ_{22} , их значения находятся в пределах от 20 до 45 мкрад и не обнаруживают зависимости от сорта газа-мишени, как и для θ_{12} .

Таким образом, показано, что характерные углы рассеяния ионов гелия с изменением и без изменения заряда соизмеримы между собой, тогда как для сечений выполняется неравенство $\sigma_{11}, \sigma_{22} \gg \sigma_{12}$. Поэтому процессы рассеяния без изменения заряда могут оказывать доминирующее влияние на формирование эмиттанса пучка ионов гелия в тех случаях, когда угловая расходимость такого пучка близка по величине характерным углам θ_{11}, θ_{22} . Сечения $\sigma_{ii} = \sum_{\alpha_j} \sigma_{ii}^{\alpha_j}$, т.е. представляют собой сумму пар-

циальных сечений рассеяния (ii)-типа по конечным состояниям α_j электронной оболочки иона (аналогично для мишени), и будут полезны при решении задач, связанных с образованием налетающих частиц в возбужденном состоянии, а для частиц мишени, кроме того, — в ионизованном состоянии, при изучении диссоциации и т.д.

В заключение авторы выражают свою благодарность А.А.Бабанину, Г.И.Вольхину и др. за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] Мессис Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. М.: ИЛ, 1958. 604 с.
- [2] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [3] Lee Y.T., Chen J.C.Y. // Phys. Rev. A. 1979. Vol. 19. N 2. P. 526–533.
- [4] Ведьманов Г.Д., Козлов В.П., Кудряцев В.Н. и др. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 47–50.
- [5] Zabransky B.J., Cooney F.J., Gemmell D.S. et al. // Rev. Sci. Instr. 1983. Vol. 54. N 5. P. 531–540.
- [6] Ведьманов Г.Д., Мельников С.М., Хохлов К.О. А.С. № 1646397. БИ. 1991. № 16. С. 219.
- [7] Дмитриев И.С., Николаев В.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 1. С. 16–26.
- [8] Knudsen H., Naugen H.K., Hvelplund P. // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 23. N 2. P. 597–610.
- [9] Николаев В.С., Дмитриев И.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. Вып. 4. С. 989–1000.

Уральский политехнический институт
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
4 августа 1992 г.