ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ БЕЗ ИЗМЕНЕНИЯ ЗАРЯДА ПО ИЗМЕРЕННЫМ ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ

В.И.Радченко

Изучение рассеяния частиц на малые углы без изменения заряда с научной и практической точек зрения является фундаментальной задачей физики ион-атомных столкновений и в идейно-экспериментальном плане восходит к работам Рамзауэра по исследованию рассеяния электронов и протонов в газах и др. [1]. Как правило, для ионов водорода и более тяжелых частиц соответствующие эксперименты ставятся в области энергии от нескольких десятков кэВ и ниже. Измерение полных сечений рассеяния обычно производится для геометрии эксперимента, в которой пучок ионов и детектор имеют одинаковую форму и равные размеры [2], или в близкой геометрии. С увеличением энергии частиц технически реализуемое соотношение между характерными углами рассеяния и угловой расходимостью формируемого пучка уменьшается, возникает настоятельная необходимость в переходе к пучку ленточного типа, его профилометрии [3].

Рассмотрим в настоящей работе задачу об определении полных сечений σ_{ii} рассеяния частиц без изменения заряда по измеренным пространственно-угловым распределениям (ПУР) частиц в пучке с учетом процессов потери и захвата электронов. Обозначим через $\Phi_i^{(0)}(t)$ долю частиц в пучке с первоначальным зарядом i, которые не испытали, пройдя мишень толщиной t, ни одного акта соударения, что и отмечено индексом (0). Эта функция является решением следующего уравнения:

$$\frac{d\Phi_i^{(0)}(t)}{dt} = -\Phi_i^{(0)}(t)\cdot\sigma_{ii} - \Phi_i^{(0)}(t)\cdot\sum_{j\neq i}\sigma_{ij} \tag{1}$$

и имеет вид

$$\Phi_i^{(0)}(t) = \Phi_i^c(t)\cdot e^{-\sigma_{ii}t}. \tag{2}$$

Здесь $\Phi_i^c(t) = \Phi_i^{(0)}(0)\cdot e^{-\sum\limits_{j\neq i}\sigma_{ij}t}$ — доля частиц с зарядом i; прошедших мишень t без изменения заряда. Доля частиц с зарядом i складывается из

$$\Phi_i(t) = \Phi_i^c(t) + \Phi_i^V(t), \tag{3}$$

где $\Phi_i^V(t)$ — доля частиц, изменявших, а затем восстановивших свой первоначальный заряд i.

Из формулы (2) находим выражение для расчета сечений

$$\sigma_{ii} = \frac{1}{t}\ln\frac{\Phi_i^c(t)}{\Phi_i^{(0)}(t)}\frac{1}{t}\ln\frac{\Phi_i^{(0)}(0)}{\Phi_i^{(0)}(t)} - \sum_{j\neq i}\sigma_{ij}. \tag{4}$$

Проанализируем сейчас связь между $\Phi_i^c(t)$ и $\Phi_i(t)$. Для этого решим уравнение, описывающее зарядовый состав пучка, относительно фракции с зарядом i

$$\frac{d\Phi_i(t)}{dt} = \sum_{j\neq i}(\Phi_j\sigma_{ji} - \Phi_i\sigma_{ij}), \tag{5}$$

считая функции $\Phi_j(t)$ известными. Пользуясь введенными обозначениями, найдем, что при $\Phi_i(0) = \Phi_i^{(0)}(0)$

$$\Phi_i(t) = \Phi_i^c(t) + e^{-\sum\limits_{j\neq i}\sigma_{ij}t} \sum_{j\neq i}\sigma_{ji}\int\limits_0^t \Phi_j(\tau)\cdot e^{\sum\limits_{k\neq i}\tau}\, d\tau. \tag{6}$$

Последнюю формулу можно упростить, полагая мишень достаточно тонкой и считая $\Phi_j(\tau) = \Phi_i(0)\sigma_{ij}\tau$,

$$\Phi_i^c(t) = \Phi_i(t) - \Phi_i(0)\frac{t^2}{2}\sum_{j\neq i}\sigma_{ij}\sigma_{ji}. \tag{7}$$

Вторые слагаемые в (6) и (7) соответствуют функции $\Phi_i^V(t)$. Запишем соотношения (6), (7) в следующем виде:

$$\Phi_i^c(t) = \Phi_i(t)\cdot[1 - \eta(t)], \tag{8}$$

где

$$\eta(t) = \frac{\Phi_i^V(t)}{\Phi_i(t)}.$$

Измерение сечений σ_{ii} существенно упрощается, если $\eta(t) \to 0$. Действительно, как вытекает из формул (8) и (4), в этом случае нет нужды в экспериментальном определении фракций $\Phi_j(\tau)$ для $j \neq i$. Это имеет место тогда, когда процессы (ij) или (ji) резко подавлены хотя бы в одном из направлений изменения заряда относительно столкновений (ii)-типа и/или при достаточно малом значении t, т.е. при выполнении неравенств

$$\sum_{j\neq i}\sigma \ll \sigma_{ii}, \quad \sum_{j\neq i}\sigma_{ji}\int\limits_0^t \Phi_i(\tau)\cdot e^{\sum\limits_{k\neq i}\sigma_{ik}\tau}\, d\tau \ll \Phi_i(0). \tag{9}$$

Удовлетворение требований (9) позволяет считать $\Phi_i^c(t) = \Phi_i(t)$. Следовательно, для определения σ_{ii} в принципе достаточно провести при некотором значении t единственное измерение числа частиц с зарядом i, выделив из них те, которые прошли мишень "не заметив" ее и соответствуют доле $\Phi_i^{(0)}(t)$. Таким образом, экспериментальная методика при всех обстоятельствах должна давать возможность выделять частицы, не провзаимодействовавшие с мишенью (доля $\Phi_i^{(0)}(t)$) из общего числа частиц в i-й фракции пучка.

Такая возможность реализуется в измерениях ПУР частиц с данным зарядом. В самом деле, если сформировать ионный пучок, угловая расходимость которого много меньше характерных углов рассеяния для процессов (ii)-типа, то после прохождения мишени картина ПУР будет представлять собой узкий пик из непровзаимодействовавших частиц, стоящий на широком "пьедестале" частиц, рассеянных в мишени. По мере увеличения толщины мишени доля $\Phi_i^{(0)}(t)$ частиц с первоначальным угловым распределением монотонно уменьшается, обеспечивая адекватный рост пьедестала. При выполнении условий (9) выражению (4) можно придать следующий вид:

$$\sigma_{ii} = \frac{1}{t} \ln \frac{j_i^{(0)}(0)}{j_i^{(0)}(t)}, \tag{10}$$

где $j_i^{(0)}(0)$, $j_i^{(0)}(t)$ — высоты пиков частиц с исходной угловой расходимостью над пьедесталом для аппаратной функции установки при $t = 0$ и после прохождения некоторой мишени толщиной t.

При этом высоты пиков должны быть приведены к одному значению N_i общего числа частиц с зарядом i в каждой из распределений, т.е. $N_i(t) = N_i(0)$. Формула (10) справедлива, поскольку указанные пики описываются одной и той же функцией распределения неизменной ширины и, следовательно, отношение

$$\frac{\Phi_i(t)}{\Phi_i^{(0)}(t)} = \frac{N_i^{(0)}(0)}{N_i^{(0)}(t)}$$

из формулы (4), являющееся отношением площадей под соответствующими кривыми пиков над их пьедесталами при некотором t и $t = 0$, равно отношению высот $(j_i^{(0)}(0))/(j_i^{(0)}(t))$. Очевидно, что эти рассуждения справедливы для пучков с произвольной формой поперечного сечения, в том числе для пучков ленточного типа.

В данной работе были определены сечения σ_{11} рассеяния протонов с энергией 0.71, 1.15 и 1.67 МэВ в гелии. Описание установки, методики измерения ПУР и примеры экспериментальных распределений даны в [3]. Известно, что сечение захвата электрона протонами в гелии для этой области энергии быстро падает приблизительно по степенному закону $\sigma_{10} \sim E^{-4.9}$ и по порядку величины находится в интервале 10^{-20}–10^{-21} см^2, тогда как сечение обратного процесса $\sigma_{01} \sim E^{-0.88}$ и составляет $\sim 10^{-17}$ см^2 [4]. Поэтому при толщинах мишени $t \sim 10^{16}$ см$^{-2}$, имевших место в эксперименте, величина $\eta(t)$ из (8) оказывалась на уровне $\sim 10^{-5}$–10^{-6} и для расчета сечений σ_{11} использоbалось соотношение

Сечения σ_{11} рассеяния протонов в гелии, 10^{-17} см^2

	Энергия, МэВ		
	0.71	1.15	1.67
Эксперимент	$3.9 \pm 25\%$	$3.4 \pm 20\%$	$2.6 \pm 20\%$
Расчет [5]	5.14	3.43	2.52

(10). Результаты измерений приведены в таблице и сравниваются с сечениями, вычисленными в борновском приближении [5]. Там же приведены значения экспериментальной погрешности. Специальных измерений характерных углов рассеяния для процесса (11) не проводилось, но, судя по оценкам, они близки к расчетным [5].

В заключение я выражаю свою благодарность Г.Д.Ведьманову, В.Н.Кудрявцеву, Ю.Г.Лазареву за помощь в проведении измерений.

Список литературы

[1] *Месси Г., Бархоп Е.* Электронные и ионные столкновения. М.: ИЛ, 1958. 604 с.
[2] *Lazzizzera I., Zecca A.* // Rev. Sci. Instrum. 1983. Vol. 54. N 5. P. 541–543.
[3] *Ведьманов Г.Д., Козлов В.П., Кудрявцев В.Н.* и др. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 47–50.
[4] *Федоренко Н.В.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 12. С. 2481–2497.
[5] *Радченко В.И.* Деп. в ВИНИТИ. № 3524-В88. Свердловск, 1988. 12 с.

Уральский политехнический институт
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
23 апреля 1992 г.

02;07;10
Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С УПОРЯДОЧЕННЫМИ МАГНИТНЫМИ СТРУКТУРАМИ

А.Н.Алмалиев, И.С.Баткин

1. Успехи в разработке методов генерации когерентного излучения предполагают возможность появления источников, имеющих целый ряд новых применений. Растущий в настоящее время интерес к источникам когерентного рентгеновского и гамма-излучения обусловлен в первую очередь расширением сферы их использования, например, в области технологии. Особый интерес вызывает применение рентгеновского излучения в литографии при производстве микросхем [1]. Жесткие требования, предъявляемые к излучению в этом случае (направленность, спектральная плотность, и т.д.), зачастую делают невозможным использование традиционных источников рентгеновского излучения и заставляют разрабатывать новые или совершенствовать уже имеющиеся способы получения такого излучения.

Высокой монохроматичностью и спектрально-угловой плотностью энергии обладает, как известно, ондуляторное излучение [2,3]. Однако увеличение частоты ондуляторного излучения за счет уменьшения пространственного периода T ондулятора наталкивается на значительные технические трудности, приводящие к невозможности создания ондулятора с периодом $T < 1$ см. В связи с этим в ряде работ была исследована возможность получения высокоэнергетического излучения с использованием в качестве ондулятора естественные упорядоченные структуры (домены в ферромагнетике [4], вихревая структура в сверхпроводнике второго рода [5], кристаллическая решетка [6]). Наиболее простым с точки зрения его реализации представляется излучение, возникающее при