

Зависимость $C(x, H)$ при $H = 100$ м для различных типов турбулентности атмосферы (А — F) по Пасквиллу

ветра. Эта величина может существенно отличаться от $1/\bar{u}$.

Расчеты по формулам (4) и (1) с использованием данных работы [2] о повторяемости различных типов

турбулентности атмосферы показали, что формула (4) завышает приземную концентрацию, как правило, не более чем в 2—3 раза. Это завышение может рассматриваться как приемлемая компенсация неточности исходных методик (не учитывающих, например, повышения приземной концентрации при расположении слоя инверсии над трубой [3]), а также возможных погрешностей прогнозирования величины выбросов АЭС.

Поступило в Редакцию 23/VIII 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемова Н. Е. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 1, с. 32.
2. Метеорология и атомная энергия. Л., Гидрометеоиздат, 1971.
3. Загрязнение приземного слоя атмосферы при температурных инверсиях. М., «Медицина», 1969.

Моделирование процесса обратного рассеяния электронов методом Монте-Карло

ГРУЗИН П. Л., РОДИН А. М.

УДК 539.12.172

Методом Монте-Карло рассчитаны дифференциальные и интегральные характеристики обратного рассеяния электронов с энергией $E_0 = 200$ кэВ от полубесконечных мишеней из алюминия и урана в геометрии нормального падения, а также получены сведения по статистике движения в мишени электронов, вылетающих в обратном направлении. Расчеты проводились на основе модели «дискретных потерь энергии», которая в отличие от приближения «непрерывных потерь» [4, 2] позволяет учесть флуктуации в энергетических потерях электронов из соотношений теории Ландау [3]. Кроме того, использование этой модели дает возможность существенно сократить затраты машинного времени.

Согласно модели «дискретных потерь» путь электрона в рассеивателе представляет ломаную линию со звеньями ΔS_i , в вершинах которых происходит упругое рассеяние на угол ω_i в соответствии с величиной экранированного [4] сечения упругого рассеяния Мотта — Резерфорда. Вдоль звеньев ломаной электрон движется прямолинейно, теряя энергию отдельными порциями после прохождения отрезка пути $\sum_i \Delta S_i \geq R_L$, где R_L — расстояние, соответствующее нижней границе применимости теории Ландау. Значение R_L определялось по формуле

$$R_L = B_L \frac{E_0}{a},$$

полученной на основе выражений для наиболее вероятной ΔE_B и средней потери энергии ΔE_{cp} с учетом неравенства $I_z \ll \Delta E_B \ll E_0$, где I_z — средний ионизационный потенциал среды мишени. В приведенной формуле $a = 0,153 \frac{Z\rho}{A\beta^2}$ МэВ/см (ρ — плотность веще-

ства; A — атомный вес; $\beta = v/c$), а B_L — константа, зависящая от Z рассеивателя и E_0 и равная $6,1 \cdot 10^{-4}$ для алюминия и $2,15 \cdot 10^{-3}$ для урана. Если же электрон выходил из рассеивателя в обратную полусферу, пройдя после очередного розыгрыша потерь путь $\sum_i \Delta S_i < R_L$,

то потеря энергии на этом отрезке рассчитывалась по формуле Бете — Блоха для средних потерь. Расчеты проводили на вычислительной машине типа БЭСМ-6. Затраты машинного времени на одну историю вышедшего электрона составляли ~ 1 и $\sim 6,5$ сек для урана и алюминия соответственно, а общее число разыгранных траекторий отраженных электронов для каждого рассеивателя превосходило 3000.

Полученные в результате расчета значения числового интегрального коэффициента обратного рассеяния для урана и алюминия (0,55 и 0,14) находятся в хорошем согласии с экспериментом [5, 6]. На рис. 1 и 2 приведены расчетные и экспериментальные кривые зависимости числового дифференциального коэффициента обратного рассеяния η_N от θ и спектры отраженных электронов для некоторых значений θ , где θ — угол, отсчитываемый от нормали к мишени. Как видно из этих рисунков, для алюминия измеренные и расчетные данные практически совпадают. Для урана некоторое расхождение обусловлено, по-видимому, пренебрежением потерями на тормозное излучение и использованием несколько заниженного значения B_L .

Анализ разыгранных траекторий показывает (таблица), что в отраженном от алюминия и урана потоке отсутствуют электроны, углы отклонения ω_i которых на протяжении всей их истории не превышали 15° ($N 15^\circ$). Для алюминия и урана большую часть отраженного потока составляют электроны, вылетевшие

назад в результате последовательных упругих столкновений на углы, не превышающие 90° ($N 90^\circ$). В то же время для урана заметно выше, чем для алюминия, вклад составляющих, образованных электронами, которые испытали рассеяние на угол $\omega_i \geq 90^\circ$ один (1 ст. 90°), два (2 ст. 90°), три (3 ст. 90°) и более раз (> 3 ст. 90°). Предполагалось, что компонент однократного

рассеяния ($N_{ст=1}^{\omega_{п}}$) составляют электроны, которые однажды в процессе движения в мишени отклонились на угол ω_i , больший некоторого порогового угла $\omega_{п}$. Соответственно кратный компонент ($N_{ст=2-4}^{\omega_{п}}$) состоит из электронов, которые испытали от двух до четырех актов рассеяния, многократный ($N_{ст=5-20}^{\omega_{п}}$) — от пяти

до двадцати актов и диффузионный ($N_{ст>20}^{\omega_{п}}$) — свыше двадцати столкновений на углы, большие $\omega_{п}$. Выбор $\omega_{п}$ проводился следующим образом. Известно, что диффузионный компонент должен состоять из электронов, вылетающих из глубины $d > d_d$ (d_d — глубина диффузии). Согласно полученным в результате расчета данным на некоторой глубине d_0 в обоих рассеивателях устанавливается распределение, характер которого не изменяется с увеличением d . Оно имеет характерные признаки диффузии, а именно: на глубине $d > d_0$ угловое распределение электронов, проникающих в глубь мишени, подчиняется зависимости $\sim \cos^2 \alpha$ ($\alpha = \pi - \theta$), а соответствующее максимальное значение среднего угла рассеяния θ составляет 30 и 28° в уране и алюминии соответственно (согласно [7], $\theta \approx 33^\circ$). Доля электронов, вышедших с глубин, больших d_0 , была определена по полученным кривым зависимости интенсивности обратно рассеянных электронов от толщины рассеивателя. В пределах 10% эта величина совпадала с $N_{ст>20}^{\omega_{п}=15^\circ}$, т. е. $\omega_{п}=15^\circ$. Как видно из таблицы, основную роль в отражении электронов от урана при нормальном падении пучка с энергией $E_0 = 200$ кэВ играют многократное рассеяние ($\sim 47\%$)

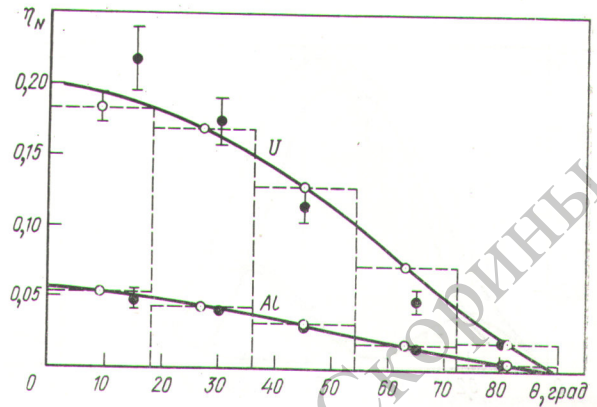


Рис. 1. Зависимость числового дифференциального коэффициента обратного рассеяния η_N от угла отклонения θ :

○, сплошная линия — расчет; ● — эксперимент

Вклад различных составляющих в интегральный поток обратно рассеянных электронов, %

Составляющие	Al		Компонент	U	
	Al	U		Al	U
$N 15^\circ$	0	0	Однократный	3	2
$N 30^\circ$	6	0,5	Кратный	19	8
$N 90^\circ$	75	42	Однократный +	22	10
1 ст. 90°	24	35	+ кратный		
2 ст. 90°	1	12	Многократный	73	47
3 ст. 90°	0,1	5	Диффузионный	5	43
> 3 ст. 90°	0	6			

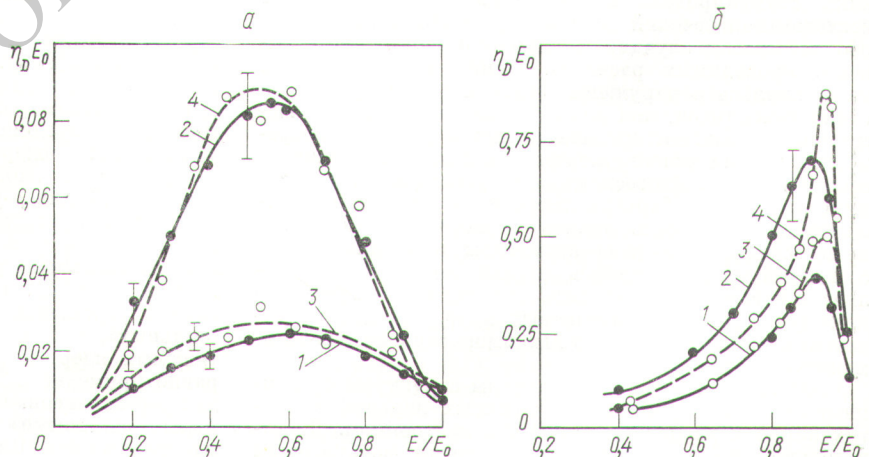
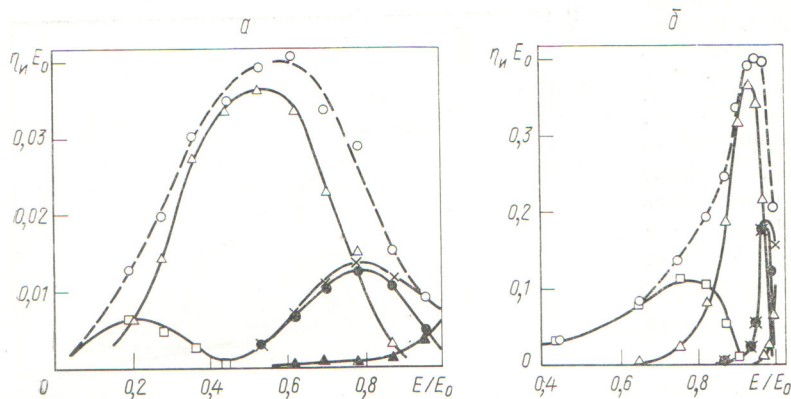


Рис. 2. Энергетические спектры [обратно рассеянных электронов для алюминия (а) и урана (б):

— — эксперимент; 1 и 2 — $\theta = 65$ и 15° ; - - - расчет; 3 и 4 — $\bar{\theta} = 63$ и 18°



Р и с. 3. Энергетические спектры компонентов для алюминия (а) и урана (б).

Рассеяния: \blacktriangle — однократное $N_{ст=1}^{\omega_{п}=15^\circ}$; \bullet — кратное $N_{ст=2-4}^{\omega_{п}=15^\circ}$; \times — однократное $N_{ст=1-4}^{\omega_{п}=15^\circ}$; $+$ — кратное $N_{ст=5-20}^{\omega_{п}=15^\circ}$; Δ — многократное $N_{ст>20}^{\omega_{п}=15^\circ}$; \square — диффузионное $N_{ст>20}^{\omega_{п}=15^\circ}$; \circ — спектр электронов, вылетающих в обратную полусферу ($\Omega = 2\pi$)

и диффузия (~43%). Для алюминия диффузионный компонент довольно мал (~5%), а основной вклад в отраженный поток вносит компонент многократного рассеяния (~73%). Вклад однократного компонента мал как для урана (~2%), так и для алюминия (~3%). На рис. 3 представлены интегральные ($\Omega = 2\pi$) спектры для алюминия и урана и соответствующие кривые энергетического распределения компонентов.

В заключение авторы выражают благодарность А. Н. Новикову за полезные обсуждения, В. Г. Варламову и П. Л. Невскому за помощь в программировании.

Поступило в Редакцию 4/IX 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Остроухов А. А. «Физика твердого тела», 1967, т. 9, с. 1744.
2. Medonald I., Lamki A., Delaney C. «J. Phys., D. Appl. Phys.», 1971, v. 4, p. 1210.
3. Landau L. «J. Phys. USSR», 1944, v. 8, p. 201.
4. Moliere G. «Z. Naturforsch.», 1947, Bd 2a, S. 133.
5. Грузин П. Л., Петрикин Ю. В., Родин А. М. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 3, с. 779.
6. Tabata T., Jto R., Okabe S. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 94, p. 509.
7. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1. Под ред. К. Зигбана. М., Атомиздат, 1969.

Группировка нейтронных ширин p -уровней ^{232}Th

ВОРОТНИКОВ П. Е.

УДК 539.171.4

Совершенствование математических методов и технико стимулировал в последние годы тщательные исследования сечений деления σ_f тяжелых элементов, ибо во многих случаях именно они определяют точность проводимых расчетов. Одним из результатов этого явилось обнаружение «тонкой структуры» σ_f — группы резонансов, чьи делительные ширины Γ_f существенно превышают средние значения [1, 2]. В современной теории эти структуры объясняются комбинациями состояниями делящегося ядра в промежуточном минимуме двугорбого барьера деления, резко увеличивающими проницаемость такого барьера [3]. Сопоставление среднего периода структуры σ_f с плотностью состояний, рассчитанной в модели ферми-газа, позволяет, в частности, определить глубину промежуточного минимума. Для всех изученных ядер его дно оказывается лежащим на 2—2,5 Мэв выше основного состояния делящегося ядра.

Доказательством такой природы структуры σ_f принято считать отсутствие аналогичных явлений в других каналах распада, например в нейтронном. Действительно, поскольку разница энергии возбуждения ядра E^* и энергии основного состояния во втором минимуме E_{II} меньше энергии связи нейтрона $B_n \approx 8 \text{ Мэв}$, ядро, находящееся в этом минимуме, не может испустить нейтрон, и такие состояния не могут

проявиться в нейтронном канале. Однако обычно рассматриваются лишь s -резонансы, и их сравнительно небольшая статистика в области $E_n \leq 1 \text{ кэв}$, где они хорошо отделяются от p -резонансов [4], не позволяет обнаружить эффект. Рассмотрение более частых p -резонансов четко демонстрирует группы уровней, чьи приведенные нейтронные ширины $g\Gamma_n^1$ на 1,5—2 порядка превышают средние значения ширин уровней, расположенных между этими группами.

На рис. 1 изображены приведенные нейтронные ширины $g\Gamma_n^1$ для p -резонансов ^{232}Th , измеренные в работе [5]. Как видно из рисунка, при $E_n \approx 150, 500, 850, 1100 \text{ эв}$ и т. п. расположены сравнительно узкие группы «сильных» уровней. Распределение $g\Gamma_n^1$ по величине (рис. 2), по-видимому, распадается на два, однако отношение числа «слабых» уровней к числу «сильных», как и для делительных ширин у других тяжелых ядер, не соответствует закону $2I + 1$. Оно равно примерно 6, а не 2, как должно было бы быть для p -резонансов. Как следует из рис. 3, расстояния D между «сильными» уровнями не описываются простым распределением Вигнера. Кроме малых значений D , соответствующих резонансам, принадлежащим одной группе, наблюдаются очень большие D , связанные с промежутками между группами. Все это, как и величина «усиления» $g\Gamma_n^1$, а также среднее расстояние меж-