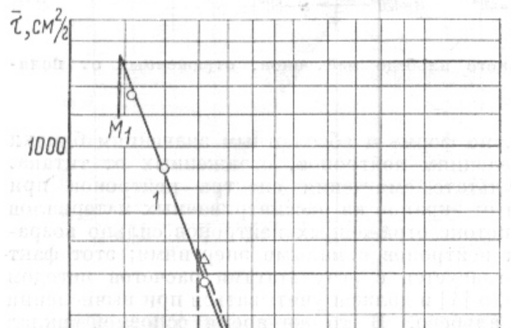
2. А. Л. Баринов, Ю. В. Орлов. Вопросы физики защиты. Вып. 4. М., Атомиздат, 1969.
3. Ю. А. Егоров. Сцинтилляционный метод спектрометрии излучения быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963.
4. Л. Я. Гудкова и др. «Атомная энергия», 22, 122 (1967).
5. R. French. Nucl. Sci. and Engng, 19, 441 (1964).
6. В. И. Кухтевич, Л. А. Трыков, И. В. Горячев. Вопросы дозиметрии и защиты излучений. Вып. 6. М., Атомиздат, 1967.

О коэффициентах фотопоглощения и эффективном атомном номере элементов и сложных сред для γ-излучения малой энергии

Е. П. ЛЕМАН

УДК 539.18:550.835

В предыдущей работе [1] нами выведено условие, при котором формула Поройкова [2] может быть использована для расчета эффективного атомного номера сложной среды, содержащей элементы, K'-уровень фотопоглощения которых выше энергии γ-излучения.



Графики массовых коэффициентов фотоэлектрического поглощения γ-излучения с энергией ниже 20 *кэв* для свинца (*1*) и хрома (*2*) (K, L_3 и M_1 — соответствующие скачки поглощения).

Это условие справедливо, если энергия γ-квантов выше L-уровня элементов, входящих в состав среды. Решение аналогичной задачи для случая, когда энергия γ-излучения находится между L- и M-уровнями поглощения элементов, входящих в состав среды, осложняется тем, что для этого энергетического интервала нет аналитических выражений, связывающих коэффициент фотопоглощения с атомным номером Z элемента и энергией γ-квантов.

Рассуждая так же, как и в работе [1], будем считать, что в периодической системе элементов можно найти такой элемент, для которого коэффициенты фотопоглощения выше K-уровня совпадают с коэффициентами фотопоглощения другого элемента в интервале между L- и M-уровнями (см. рисунок). Тогда Z первого элемента будет в указанном энергетическом интервале эффективным атомным номером $Z_{эфф}$ для второго элемента. В таблице приведены соответствующие пары элементов. При составлении таблицы использованы значения массовых коэффициентов фотопоглощения элементов, приведенные в работе [3]. Для атомных коэффициентов фотопоглощения элементов, у которых K-уровень ниже энергии γ-излучения, справедлива

Соотношение между Z и $Z_{эфф}$ тяжелых элементов для γ-излучения с энергией, лежащей между их L- и M-уровнями поглощения

Элемент	Z	$Z_{эфф}$	Элемент, для которого $Z \approx Z_{эфф}$	$\frac{Z_{эфф}}{Z}$	$\frac{Z}{Z_{эфф}}$
Вольфрам	74	21	Скандий	0,284	3,52
Ртуть	80	23	Ванадий	0,288	3,48
Свинец	82	24	Хром	0,292	3,42
Полоний	84	24	Хром	0,286	3,50
Радон	86	25	Марганец	0,291	3,44
Радий	88	25	Марганец	0,284	3,52
Торий	90	26	Железо	0,289	3,46
Уран	92	26	Железо	0,283	3,54
Плутоний	94	27	Кобальт	0,288	3,48
Кюрий	96	28	Никель	0,292	3,43
Калифорний	98	28	Никель	0,286	3,50
Фермий	100	29	Медь	0,290	3,45
Сумма				3,453	41,74
Среднее				0,288	3,48

формула Вальтера [4]:

$$\tau_a = 2{,}64\cdot 10^{-26} Z^{3,94}\lambda^3. \qquad (1)$$

Из нашего предположения следует, что если энергия γ-квантов находится между L- и M-уровнями элемента, то атомный коэффициент фотопоглощения выражается аналогичной формулой:

$$\tau_a = CZ^{3,94}\lambda^3. \qquad (2)$$

В обоих случаях длина волны γ-излучения λ выражена в ангстремах. Электронный коэффициент фотопоглощения определяется равенством [2]

$$\tau_e = \frac{\tau_a}{Z}. \qquad (3)$$

Подставив (1) и (2) в выражение (3), найдем значения $(\tau_e)_1$ и $(\tau_e)_2$, которые по условию задачи должны быть равны, если в $(\tau_e)_1$ заменить Z на $Z_{\text{эфф}}$:

$$2{,}64\cdot 10^{-26} Z^{2,94}_{\text{эфф}} = CZ^{2,94}.$$

Отсюда получим уравнения для определения $Z_{\text{эфф}}$ и неизвестной константы C:

$$C = 2{,}64\cdot 10^{-26}\left(\frac{Z_{\text{эфф}}}{Z}\right)^{2,94}; \qquad (4)$$

$$Z_{\text{эфф}} = Z\left(\frac{C}{2{,}64\cdot 10^{-26}}\right)^{0,34}. \qquad (5)$$

Подставив в формулу (4) взятое из таблицы среднее значение $Z_{\text{эфф}}/Z = 0{,}288$, найдем значение константы C. Тогда $C = 6{,}80\cdot 10^{-28}$, и формула (2) примет следующий вид:

$$\tau_a = 6{,}80\cdot 10^{-28} Z^{3,94}\lambda^3. \qquad (6)$$

Подставив значение C в выражение (5), найдем соотношение между Z и $Z_{\text{эфф}}$ элементов в интервале от L- до M-скачка поглощения:

$$Z_{\text{эфф}} = 0{,}288Z = \frac{Z}{3{,}48}. \qquad (7)$$

Таким образом, атомный номер элемента по отношению к γ-квантам, энергия которых лежит между его L- и M-уровнями, уменьшается примерно в 3,5 раза. Если среда сложного состава содержит элементы, L-уровень которых выше энергии γ-излучения, то при расчете $Z_{\text{эфф}}$ такой среды по формуле Поройкова [2] необходимо заменить Z этих элементов на их $Z_{\text{эфф}}$, которые определяются соотношением (7). Следует отметить, что формулы (6) и (7) дают хорошую точность вычислений для тяжелых элементов с $Z \geqslant 80$. При уменьшении Z точность снижается. Возможность применения этих формул для элементов с $Z \leqslant 70$ пока не ясна, так как в настоящее время имеется очень мало данных о значениях коэффициентов фотопоглощения между L- и M-уровнями этих элементов.

Поступило в Редакцию 15/V 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Леман. «Атомная энергия», 27, 474 (1969).
2. И. В. Поройков. Рентгенометрия. М.— Л., Гостеортехиздат, 1950.
3. Х. А. Либхафски и др. Применение поглощения и испускания рентгеновских лучей (рентгеновский спектрохимический анализ). М., «Металлургия», 1964.
4. М. А. Блохин. Физика рентгеновских лучей. М., Гостеортехиздат, 1957.

Статистический разброс пробегов тяжелых заряженных частиц

В. С. КЕССЕЛЬМАН, Ю. В. БУЛГАКОВ

УДК 539.17

В результате статистических флюктуаций неупругих потерь энергии и флюктуации, обусловленных упругими столкновениями, пробеги заряженных частиц с одинаковой начальной энергией E разбросаны около среднего значения пробега $\bar{R}$. В общем случае разброс пробегов несимметричен относительно среднего значения и наиболее вероятный пробег не совпадает со средним, определяемым по формулам, полученным в работе [1]. Для характеристики асимметрии кривой распределения пробегов используем параметр Sk, называемый «скошенностью» [2] и определяемый соотношением

$$Sk = \frac{\overline{\Delta R^3}(E)}{[\overline{\Delta R^2}(E)]^{3/2}}, \qquad (1)$$

где

$$\overline{\Delta R^2}(E) = \overline{[R(E) - \bar{R}(E)]^2} \text{ и } \overline{\Delta R^3}(E) = \overline{[R(E) - \bar{R}(E)]^3} \qquad (2)$$

представляют собой второй и третий центральные моменты распределения [2]: $R(E)$ — пробег заряженной частицы (иона). Для определения $\overline{\Delta R^2}(E)$ и $\overline{\Delta R^3}(E)$ воспользуемся уравнением для начальных моментов [2], полученным в работе [3]. Это уравнение, записанное в безразмерных переменных ε и ρ, для m-го момента имеет вид

$$m\langle\rho^{m-1}(\varepsilon)\rangle = \frac{1}{\gamma}\int\limits_0^{\varepsilon^2}\frac{dt}{2t^{3/2}} f(t^{1/2})\left\{\langle\rho^m(\varepsilon)\rangle - \right.$$
$$\left. -\left\langle\rho^m\left(\varepsilon - \frac{\gamma t}{\varepsilon}\right)\right\rangle\right\} + K\varepsilon^{1/2}\frac{d}{d\varepsilon}\langle\rho^m(\varepsilon)\rangle. \qquad (3)$$

Здесь $\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}$, где M_1, M_2 — масса иона и атома тормозящей среды соответственно; параметр K определяет потери энергии в неупругих столкновениях и для случая $M_1 \gg M_2$ (и, следовательно, $\gamma \ll 1$) находится в пределах $0{,}1 \leqslant K \leqslant 0{,}15$ [1]; $t^{1/2} = \varepsilon = \sin\frac{\theta}{2}$ (θ — угол рассеяния в системе центра масс). Функция $f(t^{1/2})$ характеризует упругое рассеяние [3]. Связь между ε и E, ρ и R дается соотношениями, приведенными в работе [1].

В качестве сечения упругих столкновений возьмем сечение, рассчитанное на основе степенного потенциала:

$$V(r) = Z_1Z_2e^2a_S^{S-1}S^{-1}r^{-S}. \qquad (4)$$