АННОТАЦИИ

К расчету числа смещений в каскадах столкновений одинаковых частиц

В. М. ЛЕНЧЕНКО

УДК 539.121.7

Расчет полного числа смещений (ионизаций, возбуждений, смещенных атомов и т. д.) является исходным моментом в объяснении физико-химических превращений в веществе, подвергаемом действию ядерных излучений. Если $J(\varepsilon)\,d\varepsilon$ — поток излучения в энергетическом интервале $\varepsilon,\ \varepsilon+d\varepsilon$ и $\sigma(\varepsilon, E)\,dE$ — сечение передачи частице среды энергии в интервале dE, то скорость накопления смещений определяется выражением

$$\dot{N}=n_a\int\limits_{\varepsilon} J(\varepsilon)\,d\varepsilon \int\limits_{E>E_d} \sigma(\varepsilon, E)\,\nu(E)\,dE. \qquad (1)$$

При этом частица считается смещенной, если ей передана энергия E, бо́льшая пороговой энергии E_d. Величина $\nu(E)$ — число смещающих столкновений, вызванных одной первичной частицей, получившей энергию E от проникающего излучения; n_a — плотность атомов.

Будем рассматривать каскады столкновений одинаковых частиц (электрон-электронных, атом-атомных), поскольку образование дефектов связано именно с ними.

Обозначим сечение такого столкновения $\sigma_a(E, \varepsilon)$. Тогда $n_a\sigma_a(E, \varepsilon)\,d\varepsilon dx$ — число столкновений этого типа с передачей ударяемым частицам энергии в интервале $d\varepsilon$ на пути dx. Умножив это выражение на $\nu(\varepsilon)$ и проинтегрировав его по $d\varepsilon$ и dx, получим следующее интегральное уравнение для $\nu(E)$:

$$\nu(E)=\int\limits_{E_d}^{E} n_a\left(\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE' \int\limits_{E_d}^{E'} \sigma_a(E', \varepsilon)\,\nu(\varepsilon)\,d\varepsilon+1. \qquad (2)$$

Здесь $\frac{dE'}{dx}$ — полные потери энергии каскадной частицей на единице пути.

Будем описывать атом-атомные столкновения при невысоких энергиях как столкновения твердых сфер:

$$\sigma_a(E, \varepsilon)=\frac{\sigma_0}{E} \qquad (3)$$

и соответствующими потерями энергии:

$$\frac{dE}{dx}=\frac{n_a\sigma_0}{2}\left(E+\frac{q}{E}\right), \qquad (4)$$

где σ_0 и q — полуэмпирические постоянные.

Уравнение (2) с учетом выражений (3) и (4) и начальным условием $\nu=1$ при $E_d\leqslant E\leqslant 2E_d$ имеет следующее решение:

$$\nu(E)=\frac{E}{q}\operatorname{arctg}\frac{q(E-2E_d)}{q^2+2EE_d}+1. \qquad (5)$$

При $q=0$ это выражение переходит в известную формулу Кинчина и Пиза [1]. Электрон-электронные столкновения при нерелятивистских энергиях хорошо описываются формулами

$$\sigma_a(E, \varepsilon)=\frac{A}{E}\cdot\frac{1}{\varepsilon^2}; \qquad \frac{dE}{dx}=\frac{An_a}{E}\left(\ln\frac{E}{\varepsilon_i}+a\right), \qquad (6)$$

где ε_i — средний потенциал ионизации; A и a — постоянные.

Решение уравнения (2) для этого случая имеет вид

$$\nu(E)=\frac{E}{\varepsilon_i}\int\limits_{2\varepsilon_i}^{E} dE'\,\frac{\ln\frac{E'}{2\varepsilon_i}+1}{\left(\ln\frac{E'}{\varepsilon_i}+a\right)E'^2}+1. \qquad (7)$$

Отсюда для $E\gg 2\varepsilon_i$ и $a\approx 1$ находим $\nu\approx\frac{E}{3\varepsilon_i}$, что соответствует известным экспериментальным фактам, согласно которым средние затраты энергии на образование пары ионов в среде равны примерно трем потенциалам ионизации [2]. Для конденсированных сред $a\geqslant 1$ и поэтому согласно выражению (7) $\nu\leqslant\frac{E}{3\varepsilon_i}$; для газов $a\leqslant 1$ и поэтому $\nu\geqslant\frac{E}{3\varepsilon_i}$. Эти результаты имеют важное значение для радиационной физики, химии и дозиметрии.

(№ 114/3828. Статья поступила в Редакцию 17/V 1966 г., аннотация — 29/VIII 1966 г. Полный текст 0,4 а. л., библиография 6 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Kinchin, R. Pease. Rept Progr. Phys., 18, 1 (1955); «Усп. физ. наук», **60**, 590 (1956).
2. В. С. Вавилов. Действие излучений на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.