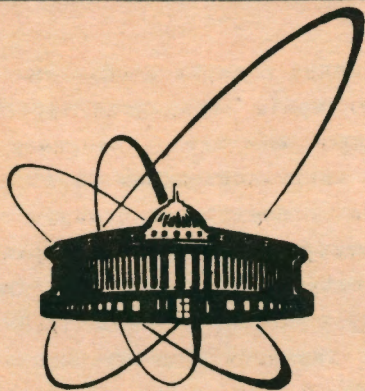


92-365



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-92-365

В. С. Барашенков

РАСЧЕТ ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ТРЕКАХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал "Химия высоких энергий"

1992

Существует ряд проблем, для решения которых необходимо знать распределение энергосвечения вокруг трека заряженной частицы, а в некоторых случаях и его временную динамику - например, при оценках радиационных повреждений микроэлектронных приборов в условиях космических полетов, при исследовании температурных эффектов и изменений структуры высокотемпературных сверхпроводников под действием пучков заряженных частиц и тепловыделяющих элементов атомных реакторов под действием осколков деления, при облучении тяжелыми ионами полимерных материалов, в радиационной биологии и так далее. В принципе, необходимые сведения можно получить путем решения кинетических уравнений или методом Монте-Карло. Однако эти способы весьма трудоемки и во многих случаях их результаты можно с достаточной точностью воспроизвести, используя простые феноменологические аппроксимации.

Стационарным, не зависящим от времени t энергосвечение в точке с радиусом Δ становится после того, как в эту точку придут все δ -электроны, от самых быстрых до самых медленных. До этого времени плотность выделившейся энергии $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\Delta, t)$, а при очень малых t вообще равна нулю. Результаты аналитических и монте-карловских расчетов подсказывают, что для описания энергосвечения можно ввести эффективный поток δ -излучения, распространяющегося в веществе перпендикулярно к направлению трека первичной частицы. Для модельных оценок такое приближение оказывается пригодным даже в случае тонких пленок, когда заметно влияние краевых эффектов.

Время прихода в точку Δ перпендикулярно распространяющегося δ -электрона с энергией E , массой m , скоростью v и пробегом R

$$t(\Delta) = \int_0^{\Delta} \frac{d\Delta}{v(\Delta)} = - \int_{R-\Delta}^R \frac{dn}{v(R-n)} = \frac{1}{c} \int_{E(R-\Delta)}^{E(R)} dE \left(\frac{dn}{dE} \right) \frac{E + m}{[E(E+2m)]^{1/2}}, \quad (1)$$

где $R = \Delta + n$ (n - остаточный пробег δ -электрона с энергией E в точке Δ); $n = n(E)$ и $E = E(n)$ - соотношения пробег-энергия и ему обратное; c - скорость света.

Выделение энергии в точке Δ начинается в момент $t = t_{\text{нач}}$, определяемый пределами интегрирования при $R = n(E_{\text{max}})$, где

$$E_{\text{max}} = 2\beta^2 mc^2 / (1 - \beta^2) \quad (2)$$

- максимальная энергия δ -электронов (m - масса первичной частицы, $\beta = v/c$ - ее скорость). Выделение энергии прекращается в момент $t = t_{\text{кон}}$, определяемый значением $R = \Delta$ в пределах интегрирования. Далее происходит относительно медленный процесс тепловой релаксации, зависящий от скорости передачи энергии кристаллической решетке. Эту часть процесса мы рассматривать не будем.

Если соотношение (1) при заданном $t(\Delta)$ рассматривать теперь как интегральное уравнение относительно $E(\Delta, t)$, то его решение определит минимальную энергию распространяющихся перпендикулярно треку эффективных δ -электронов, дающих вклад в энергосвечение $\mathcal{E}(\Delta, t)$:

$$\mathcal{E}(\Delta, t) = \frac{1}{2\pi\Delta} \int_{E(\Delta, t)}^{E_{\text{max}}} \left(- \frac{dE(R-\Delta)}{d\Delta} \right) \frac{dN}{dE} dE, \quad (2)$$

где

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{a}{(E + I)^2}, \quad a = \frac{2\pi N_0 Z_{\text{эф}}^2 e^4}{mc \beta^2}, \quad (3)$$

N_0 - плотность атомарных электронов вещества мишени, I - его средний ионизационный потенциал, $Z_{\text{эф}} = Z[1 - \exp(-125\beta Z^{-2/3})]$ - эффективный заряд первичной частицы.

Зависимость $n(E)$ и обратную ей $E(R)$ можно определить путем аппроксимации известных экспериментальных и теоретических данных. Как видно из рис. 1, эти зависимости весьма слабо чувствительны к типу мишени. В широком интервале энергий от нескольких эВ до $E \sim 10$ ГэВ можно использовать экспоненциальную аппроксимацию

$$n(E) = a' \exp[\Delta(\ln E + c)^3] \quad (4)$$

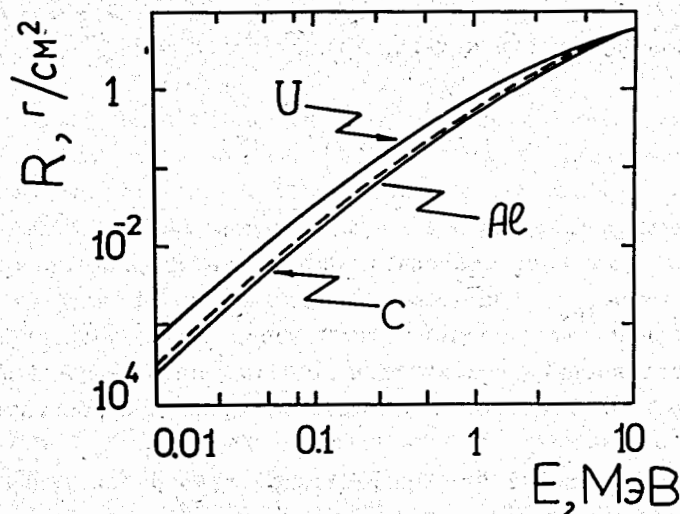


Рис. 1. Зависимость пробег-энергия для электронов в графите, алюминии и уране.

с коэффициентами a , b , c , зависящими от средних массового и зарядового чисел вещества мишени.

Удачная кусочно-степенная аппроксимация предложена Р. Катцем с сотрудниками^{1/}:

$$n(E) = \kappa(E)E^{\alpha(E)}, \quad (5)$$

где κ и $\alpha(E) = d_i$ - константы в интервалах $E \in [E_i, E_{i+1}]$. На примере алюминия показано, что при $E \leq 1$ ГэВ достаточно всего двух интервалов. В этом случае выражение (2) удается аппроксимировать простой формулой

$$\varepsilon(b, t) = \frac{a}{2\pi a b^2} \frac{1}{1 + \theta/b} \left[\left(1 - \frac{b + \theta}{R_{max} + \theta} \right)^{1/\alpha} - \left(1 - \frac{b + \theta}{d + \theta} \right)^{1/\alpha} \right], \quad (6)$$

где $\theta = R_1^\alpha$, $d = RE(b, t)^\alpha$, $R_{max} = RE_{max}^\alpha$ - максимальный пробег δ -электронов, $\alpha = \alpha(E(b))$.

Поскольку розерфордовский спектр (3) не учитывает сложных процессов в центральном стволе трека, их вклад добавляется с помощью феноменологического фактора: $\varepsilon(b, t) - \varepsilon(b, t)\chi(b)$, где

$$\chi(b) = \begin{cases} 0, & b \leq B \\ A \cdot c \cdot b^{1/3} \exp(-c), & b > B \end{cases} \quad (7)$$

$c = (b - B)/(G + Hb)$; A, B, G, H - константы.

При фиксированной энергии первичной частицы E_0/A энерговыделение зависит от типа мишени и бомбардирующей частицы только лишь через мультипликативный коэффициент a . При $t - t_{кон}$ выражение (6) переходит в стационарную формулу Катца^{1/}.

В рамках приближения (5) значения $t_{нач}$ и $t_{кон}$ одинаковы для всех мишеней и бомбардирующих частиц и определяются лишь энергией E_0/A и расстоянием от центра трека b . На рис. 2 приведена зависимость $t_{кон}(E_0)$ для $b = R_{max}(E_0)$. Как видно, при высоких энергиях установление стационарного режима занимает весьма значительное время. Следует, однако, иметь в виду, что основная часть энергии выделяется на расстояниях, значительно меньших R_{max} и практически время установления стационарного режима намного меньше $t_{кон}(R_{max})$. Это видно из сравнения кривых на рис. 2.

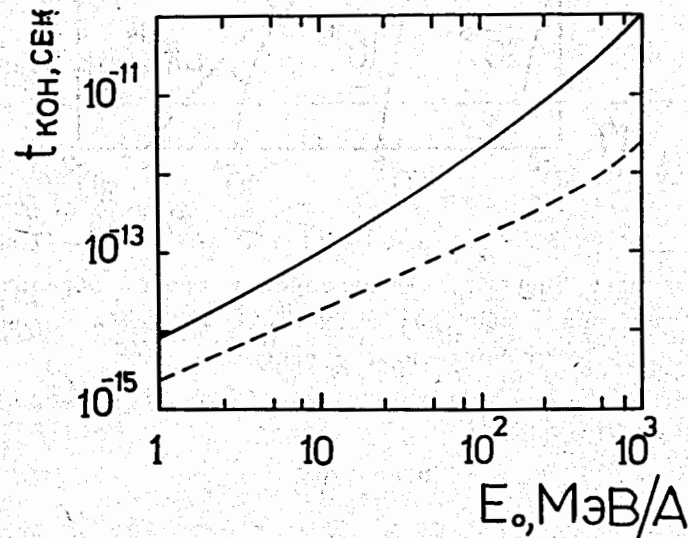


Рис. 2. Зависимость времени установления стационарного режима в треке от энергии первичной частицы. Пунктиром показана аналогичная зависимость для области, внутри которой происходит 90% энерговыделения.

На рис. 3 показана временная динамика энерговыделения в некоторой внутренней точке трека. Большая плотность выделяемой энергии в центральных районах трека приводит к разрыву молекулярных связей в полимерных материалах и к локальным изменениям структуры в кристаллических мишенях.

Следует подчеркнуть, что аппроксимация (5)-(7) с параметрами, подобранными в работе^{1/}, применима лишь для легких мишеней (майлар, графит, при $E_0/A \geq 5$ МэВ кремний и алюминий). Для более тяжелых мишеней необходим специальный подбор параметров или использование более точных аппроксимаций "пробег-энергия" (особенно в случае небольших энергий E_0/A и тяжелых ионов).

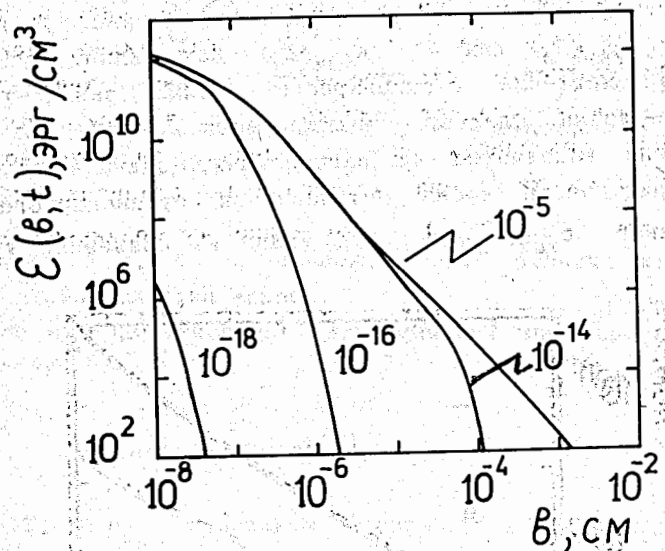


Рис. 3. Плотность энергии, выделяющейся в треке, образованном в майларе ионом криптона с энергией 15 МэВ/А, через 10^{-17} , 10^{-15} , 10^{-13} сек после начала процесса.

Литература

1. Walligorski M.P.R., Hamm R.N., Katz R. Nucl. Tracks. 1986, v.11, p.309.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 августа 1992 года.

Барашенков В.С. P7-92-365
Расчет временной динамики энерговыделения
в треках заряженных частиц

Обсуждается зависимость от времени радиального распределения энергии, выделяющейся внутри трека заряженной частицы (протона или иона) с энергией $E \geq 1 \cdot 10^4$ МэВ/нуклон. Подробно рассмотрен случай легких сред, когда применима аппроксимация Р.Катца и др.^{1/}.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод автора

Barashenkov V.S. P7-92-365
Calculation of Time Dynamics of Energy
Deposition Inside Charged Particle Tracks

The time dependence of radial distribution of deposited inside the track of a charged particle (proton, ion) energy $E = 1 \cdot 10^4$ MeV/nucleon is considered. The case of light nuclei where the R.Katz et al. approximation can be applied is discussed in detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992