

тезисы докладов XXIУ совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., "Наука", 1974, с. 462.

2. Spencer L.V., Fano U. Energy Spectrum Resulting from Slowing Down. - "Phys. Rev.", 1954, v. 93, N 6, p. 1172-1181.

ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Ф. Баранов, В. Г. Олейников

Воздействие интенсивных потоков электронов на объекты сложного состава во многом определяется распределением в них поглощенной энергии, которое резко меняется вблизи границ раздела различных сред.

В работе [1] на основе полуколичественных рассуждений предложена формула для определения мощности поглощенной дозы в заполняющем полость воздухе:

$$P = \int_{\Delta}^{E_{\max}} dE f(E) S_B(E, \Delta), \quad (1)$$

где Δ - пороговое значение энергии (при столкновениях электронов с потерей энергии меньше Δ считается, что энергия, потерянная электронами, поглощается локально; если же потеря энергии больше Δ , считается, что никакого рассеяния энергии в полости не происходит); E - кинетическая энергия электронов; $f(E)$ - спектр электронов в материале, окружающем полость; E_{\max} - максимальная энергия электронов; $S_B(E, \Delta)$ - тормозная способность воздуха, ограниченная потерями энергии, меньшими Δ .

Значение Δ в формуле (1) принимается равным кинетической энергии электронов, пробег которых равен размеру полости и является в некоторой степени подгоночным параметром.

При учете вклада в поглощенную энергию электронов с энергией $E < 2\Delta$ в этой работе допущен искусственный прием. Стремясь отразить тот факт, что электроны с энергией $\Delta < E < 2\Delta$ могут поглотиться в полости, если теряют при столкновении значительную часть энергии, авторы при вычислении тормозной способности включили потери

энергии, превышающие $\frac{1}{2}E$. Возникающие при этом сингулярные члены опущены.

В данной работе изложено более строгое и последовательное рассмотрение процесса поглощения энергии в общем случае однородных и неоднородных сред.

Процесс рассеяния электронов в веществе характеризуется функцией распределения $g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, такой, что $g(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE d\Omega dt ds$ есть число частиц с энергией от E до $E+dE$, движущихся в направлении $\vec{\Omega}$ в телесном угле $d\Omega$ и пересекающих за время dt элементарную площадку ds с центром в точке с координатами \vec{r} , нормаль к которой совпадает с $\vec{\Omega}$. Как известно, функция распределения удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\vec{\Omega} \frac{\partial g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}} = N \int_E^{2E} dE' \int d\Omega' g(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \hat{b}_1(E', E'-E, \vec{\Omega}' \vec{\Omega}) + \\ + N \int_{2E}^{\infty} dE'' \int d\Omega'' g(\vec{r}, E'', \vec{\Omega}'') \hat{b}_2(E'', E, \vec{\Omega}'' \vec{\Omega}) - N g(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \hat{b}_n(E) + \\ + Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (2)$$

где N - плотность атомов вещества; $\hat{b}_1(E', E'-E, \vec{\Omega}' \vec{\Omega})$ - дифференциальное по энергии и углам сечение рассеяния электрона с энергией E' , когда первичный электрон теряет энергию $E'-E$ и меняет направление движения с $\vec{\Omega}'$ на $\vec{\Omega}$; $\hat{b}_2(E'', E, \vec{\Omega}'' \vec{\Omega})$ - дифференциальное по энергии и углам сечение образования вторичного электрона с энергией E и направлением движения $\vec{\Omega}$, первичным электроном с движения $\vec{\Omega}''$; $\hat{b}_n(E)$ - полное сечение (упругое + неупругое) рассеяния электронов с энергией E ; $Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ - плотность источников электронов. Следует иметь в виду, что значения N , \hat{b}_1 и \hat{b}_2 в общем случае зависят от \vec{r} .

Используя формулу Остроградского-Гаусса для потока вектора сквозь замкнутую поверхность, находим, что мощность поглощенной дозы вблизи точки с координатами \vec{r} будет равна

$$P(\vec{r}) = \frac{1}{\rho} \int_0^{\infty} E dE \int d\Omega Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - \frac{1}{\rho} \int E dE \int d\Omega \vec{\Omega} \frac{\partial g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}}, \quad (3)$$

где ρ - плотность вещества в точке \vec{r} .

Проинтегрируем уравнение (2) по всем углам, меняя порядок интегрирования в тройных интегралах и учитывая, что

спектр электронов $f(\vec{r}, E) \equiv \int d\Omega q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. После интегрирования получим уравнение

$$\int d\Omega \vec{\Omega} \frac{\partial q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}} = N \int_E^{2E} dE' f(\vec{r}, E') \sigma_I(E', E' - E) + N \int_{2E}^{\infty} dE'' f(\vec{r}, E'') \sigma_{II}(E'', E) - N f(\vec{r}, E) \sigma_{пн}(E) + \int d\Omega Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (4)$$

где $\sigma_I(E', E' - E)$ - дифференциальное по энергии сечение рассеяния электрона с энергией E' , когда первичный электрон теряет энергию $E' - E$; $\sigma_{II}(E'', E)$ - дифференциальное по энергии сечение образования вторичного электрона с энергией E первичным электроном с энергией E'' ; $\sigma_{пн}(E)$ - полное неупругое сечение рассеяния электронов с энергией E .

Заметим, что после интегрирования уравнения (2) по углам члены, содержащие упругое сечение, сокращаются.

Пусть нас интересует распределение поглощенной дозы с точностью до следующих приближений в переносе энергии низкоэнергетическими электронами.

Предположим, что электроны с энергией меньше некоторой энергии E^* ($E^* \ll E_{\text{макс}}$) распространяются в веществе без рассеяния, но поглощаются веществом с сечением поглощения $\sigma_{\text{пор}}(E)$ (считаем, что $\frac{1}{N\sigma_{\text{пор}}(E)}$ по порядку величины совпадает с экстраполированным пробегом электронов $R_3(E)$; явный вид $\sigma_{\text{пор}}(E)$ не потребуется, поскольку не войдет в конечные формулы). Предположим также, что образования вторичных электронов с энергией меньше $\frac{E^*}{2}$ не происходит.

Измененное в соответствии с перечисленными предположениями уравнение (4) принимает вид

$$\int d\Omega \vec{\Omega} \frac{\partial q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}} = N \eta(E - \frac{E^*}{2}) \int_{E^*}^{\infty} dE' f(\vec{r}, E') \sigma_I(E', E' - E) + N \eta(E - \frac{E^*}{2}) \int_{E^*}^{\infty} dE'' f(\vec{r}, E'') \sigma_{II}(E'', E) - N \eta(E - E^*) f(\vec{r}, E) \sigma_{пн}(E) - N \eta(E^* - E) f(\vec{r}, E) \sigma_{\text{пор}}(E) + \int d\Omega Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (5) \quad (0 < E < \infty),$$

где $\eta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}$ - единичная функция.

В уравнении (5) при расстановке пределов интегрирования учтено, что дифференциальные сечения σ_I и σ_{II} обращаются в нуль соответственно при $E < \frac{E'}{2}$, $E > E'$ и $E'' < 2E$.

Предположим, что E^* значительно больше максимального потенциала ионизации атомов рассматриваемых сред I_{\max} . Тогда во втором интеграле в правой части уравнения (5) можно положить

$$\phi_{II}(E'', E) = \phi_I(E'', E). \quad (6)$$

Умножим уравнение (5) на E и проинтегрируем по dE в пределах от нуля до бесконечности, меняя порядок интегрирования в двойных интегралах. Учитывая соотношения (3) и (6), получим

$$P(\vec{r}) = \int_0^{\infty} dE f(\vec{r}, E) S(E, \frac{E}{2}) + \frac{N}{\beta} \int_0^{E^*} dE E \phi_{\text{пор}}(E) f(\vec{r}, E), \quad (7)$$

где

$$S(E, \delta) = \frac{N}{\beta} \int_0^{\min\{\delta, \frac{E}{2}\}} \phi_I(E, \epsilon) \epsilon d\epsilon. \quad (8)$$

В отличие от работы [1] при вычислении тормозной способности вещества $S(E, \delta)$, ограниченной потерями энергии меньше δ , мы не включаем в интеграл (8) потери энергии, превышающие $\frac{E}{2}$ (см. формулу (11)). В остальном вычисление значения $S(E, \delta)$ аналогично приведенному в работе [1].

Поскольку $E^* \ll E_{\max}$, то $R_x \gg R_3(E^*)$ и $|\int d\Omega \vec{\Omega} g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})| \ll f(\vec{r}, E)$, где R_x — длина, на протяжении которой функции f и g претерпевают заметные изменения. Отсюда следует, что

$$\int d\Omega \vec{\Omega} \frac{\partial g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}} \ll \frac{f(\vec{r}, E)}{R_3(E)} \sim N \phi_{\text{пор}}(E) f(\vec{r}, E), \quad (E < E^*). \quad (9)$$

Учитывая соотношения (9) и (6) из уравнения (5), найдем

$$f(\vec{r}, E) = \frac{1}{\phi_{\text{пор}}(E)} \left\{ \eta(E - \frac{E}{2}) \int_{E^*}^{\infty} dE' f(\vec{r}, E') [\phi_I(E', E' - E) + \phi_I(E', E)] + \right. \\ \left. + \frac{1}{N} \int d\Omega Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \right\}, \quad (0 < E < E^*). \quad (10)$$

Подставляя выражение (10) во второй интеграл в правой части равенства (7) и учитывая при выполнении интегрирования определение (8), находим формулу, выражающую мощ-

ность поглощенной дозы через спектр, тормозную способность вещества и источники электронов.

$$P(\vec{r}) = \int_{E^*}^{E_{\max}} dE f(\vec{r}, E) S(E, E^*) + E^* f(\vec{r}, E^*) S(E, \frac{E^*}{2}) + \frac{1}{\rho} \int_0^{E^*} dE E \int d\Omega Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (I_{\max} \ll E^* \ll E_{\max}). \quad (11)$$

При подстановке выражения (10) в равенство (7) получим интеграл $\frac{N}{\rho} \iint dE dE' E f(\vec{r}, E') G_I(E', E' - E)$, где область D есть внутренность треугольника, ограниченного прямыми $E = E^*$, $E' = E^*$ и $E' = 2E$ в плоскости (E, E') . Данный интеграл удобно вычислять в полярных координатах l и φ с центром в точке $M(E^*, E^*)$, так что $E = E^* - l \sin \varphi$, $E' = E^* + l \cos \varphi$, $dE dE' = l dl d\varphi$. С погрешностью не более 10% этот интеграл равен $E^* f(\vec{r}, E^*) S(E^*, \frac{E^*}{2})$.

При необходимости этот интеграл можно вычислить более точно. Другой интеграл $\frac{N}{\rho} \int_{E^*/2}^{E^*} dE' E' \int_{E^*}^{\infty} dE f(\vec{r}, E') G_I(E', E)$

вычисляется переменной порядка интегрирования, и результат сводится к замене $S(E, \frac{E^*}{2})$ на $S(E, E^*)$ в первом слагаемом в правой части равенства (7).

Оценим погрешность формулы (11), вызванную приближениями в переносе энергии низкоэнергетическими электронами. По существу приближение в уравнении (5) при $E < E^*$ и выражение $f(\vec{r}, E)$ при помощи соотношения (10) эквивалентны замене интеграла $\frac{1}{\rho} \int_0^{E^*} dE E \int d\Omega \vec{\Omega} \frac{\partial g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}}$ в правой части равенства (3) интегралом $\frac{1}{\rho} \int_0^{E^*} dE E \int d\Omega \vec{\Omega} \frac{\partial g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}}$. Поэтому абсолютная погрешность формулы (11), обусловленная приближениями (5) и (10), есть

$$\psi_1 = \frac{1}{\rho} \int_0^{E^*} dE E \int d\Omega \vec{\Omega} \frac{\partial g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}}.$$

Вдали от границ раздела одного вещества с другим или вакуумом $\psi_1 < \frac{|\vec{\Omega}_{cp}|_{\max}}{\rho R_x} \int_0^{E^*} dE E f(\vec{r}, E)$, где $|\vec{\Omega}_{cp}|_{\max}$ — максимальное значение $\frac{1}{f(\vec{r}, E)} \left| \int d\Omega \vec{\Omega} g(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \right|$ при $E < E^*$.
Мощность поглощенной дозы

$$P \approx \frac{1}{\rho} \int_0^{E^*} dE E f(\vec{r}, E) \frac{E}{R_3(E)} \approx \frac{1}{\rho R_3(E^*)} \int_0^{E^*} dE E f(\vec{r}, E) E.$$

Так что вдали от границ раздела различных сред относительная погрешность

$$\frac{\varphi_1}{\rho} \lesssim |\vec{\Omega}_{\text{ср}}|_{\text{макс}} \frac{R_3(E^*)}{R_x}$$

Вблизи границы раздела, как показано в работе [2],
 $\int d\vec{\Omega} \vec{\Omega} \frac{\partial g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\partial \vec{r}} \lesssim \pi Z e^4 N \ln \frac{I_2}{I_1} \frac{\partial}{\partial E} \left[\frac{f(\vec{r}, E)}{E} \right]$
 при $E(\hbar) \lesssim E \ll E_{\text{макс}}$, где Z - атомный номер
 вещества в точке \vec{r} ; e - заряд электрона; I_1, I_2 -
 потенциалы ионизации граничащих веществ; $E(\hbar)$ - кинетическая
 энергия электронов, экстраполированный пробег которых ра-
 вен расстоянию \hbar от точки \vec{r} до границы раздела. С по-
 мощью этого выражения можно показать, что вблизи грани-
 цы раздела двух сред [т.е. при $\hbar < R_3(E^*)$]

$$\varphi_1 \lesssim \int_{E(\hbar)}^{E^*} dE f(\vec{r}, E) S(E, \frac{E}{2}) \ln \frac{I_2}{I_1} \left[2 \ln \frac{E}{I_1} \right]^{-1},$$

где I - потенциал ионизации вещества, в котором опре-
 деляется поглощенная доза.

Приближение (6) приводит к абсолютной погрешности
 формулы (11):

$$\varphi_2 \approx \frac{I}{E^*} \int_{E^*}^{E_{\text{макс}}} dE f(\vec{r}, E) \left[S(E, \frac{E}{2}) - S(E, E^*) \right].$$

Таким образом, энергия E^* в формуле (11) определяет
 лишь относительную погрешность этой формулы. Эта погреш-
 ность может быть велика при расстояниях до границы раз-
 дела $\hbar \ll R_3(E^*)$ и большом отношении потенциалов
 ионизации граничащих веществ.

Если формулу (11) применять для определения энергии,
 поглощенной в заполняющем полость газе, то не обязатель-
 но принимать энергию E^* равной энергии электронов, про-
 бег которых равен размеру полости. По-видимому, теория,
 изложенная в работе [1], приводит к зависимости отноше-
 ния ионизации газа к давлению от давления благодаря слу-
 чайному сокращению погрешности формулы (1) и погрешнос-
 ти, обусловленной неучетом искажения спектра полостью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Spencer L.V., Attix F.H. A Theory of Cavity Ionization. - "Rad. Res.", 1955, v. 3, p. 239-254.
2. Баранов В.Ф., Олейников В.Г. Определение низко-

энергетической части спектра электронов при прохождении высокоэнергетических электронов через вещество. См. наст. сб. с. 21.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

В. Ф. Баранов, Р. Я. Зайцев

При облучении электронными пучками твердых диэлектриков в них возникает объемный заряд, который сильно изменяет характеристики поля электронов. Имеются сообщения об уменьшении пробега быстрых электронов, изменении формы распределения дозы, увеличении числа отраженных электронов при действии электрического поля объемного заряда [1-3]. Способность некоторых диэлектриков захватывать электроны и сохранять в себе образованный объемный заряд длительное время (например, в боросиликатных стеклах - несколько месяцев [4]) дает возможность использовать диэлектрики в качестве активной защиты.

Задача о влиянии объемного заряда на характеристики поля электронов распадается на две: 1) определение влияния внешнего приложенного постоянного электростатического поля; 2) определение влияния электрического поля объемного заряда, который образуется во время облучения.

К настоящему времени разработано несколько методов решения этих задач, которые сводятся либо к решению кинетического уравнения [5], либо к решению уравнений, составленных на основе баланса энергий, в предположении постоянства ионизационных потерь, жесткой связи между пробегом и энергией и без учета многократного рассеяния [6]. Эти методы связаны или с трудоемкими расчетами, или дают лишь качественную картину влияния электрического поля. Причем следует заметить, что метод, основанный на использовании кинетического уравнения, не дает возможности исследовать динамику процесса накопления объемного заряда и влияния, меняющегося при этом электрического поля на перенос электронов.

Нами была разработана модель и составлена программа расчета методом Монте-Карло прохождения электронов через диэлектрические материалы с учетом влияния электри-