

12

НЕУПРУГОЕ РАСПЫЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ БЫСТРЫМИ ИОНАМИ

В. В. Катин, Ю. В. Мартыненко, Ю. Н. Яелинский

Предложена модель неупругого распыления диэлектриков быстрыми многозарядными ионами. Рассматривается динамика электронной и решеточной температуры при релаксации области возбуждения вследствие низкотемпературной волны ионизации. Распыление атомов определяется их испарением с поверхности мишени. Приводятся выражения для коэффициента распыления и величины характерной температуры испаренных атомов.

1. Неупругое распыление — это разрушение поверхности мишени в результате воздействия быстрых и многозарядных ионов, которые возбуждают электронную подсистему твердого тела. Процессы, приводящие к такому распылению, принципиально отличаются от хорошо исследованного распыления в результате атомных столкновений. Помимо чисто научного интереса, изучение неупругого распыления частицами с энергией несколько мегаэлектрон-вольт (МэВ) на нуклон может иметь ряд практических применений.

Существование неупругого распыления непроводящих материалов было впервые проиллюстрировано в экспериментах [1, 2], в которых изучалось распыление окиси америция и гидроокиси плутония осколками деления ^{252}Cf . Было показано, что коэффициенты распыления S увеличиваются с ростом энергии осколков деления. Это указывало на новый механизм распыления, поскольку энергетические зависимости $S(E)$ противоречили каскадной теории Зигмунда.

Ранее были предприняты попытки объяснить неупругое распыление быстрыми многозарядными ионами разогревом решетки и испарением атомов с поверхности диэлектрика [3], а также «кулоновским взрывом» [4–6], т. е. растапливанием нескомпенсированных ионов возбужденной области. Однако в предложенных термических моделях неупругого распыления не рассматривались процессы релаксации электронного возбуждения в диэлектриках. Механизм «кулоновского взрыва» не реализуется, поскольку заряд возбужденной области в цилиндрической геометрии, характерной для быстрых ионов, мал [7].

Неупругое распыление является следствием образования области возбужденных электронов, которая возникает вдоль траектории движения быстрого иона. Начальная энергия этих электронов может существенно превышать энергию Ферми E_F и ширину запрещенной зоны G .

Релаксация электронного возбуждения происходит различным образом в металлах и диэлектриках. Если в металлах горячие электроны охлаждаются вследствие электронной теплопроводности, то в диэлектриках свободные электроны отсутствуют вне области возбуждения и расширение горячего пятна (и охлаждение электронов) является следствием волны ионизации [8].

Медленное (по сравнению с металлом) остывание электронов диэлектрика приводит к сильному разогреву решетки. Профиль решеточной температуры имеет вид ступеньки, поскольку в области горячего пятна фононная теплопроводность меньше, чем вне ее. Остывание нагретой области происходит в результате свободного разлета фононов с ее границы. Таким образом, в тече-

ние конечного времени решетка может иметь температуру, достаточную для распыления поверхностных атомов в результате испарения.

2. Как уже упоминалось, неупругое распыление имеет место при достаточно сильном возбуждении электронной подсистемы твердого тела. Наиболее ярко этот эффект проявляется при облучении мишени быстрыми и многозарядными ионами с энергией порядка МэВ на нуклон. В экспериментах [1, 2], где изучалось распыление непроводящих материалов осколками деления, были получены величины коэффициентов распыления, достигающие значений 10^3 ат./осколок. Поэтому в дальнейшем все рассуждения и расчеты проводятся для осколков деления, поскольку экспериментальные данные о распылении непроводящих материалов медленными многозарядными ионами высокой кратности практически отсутствуют.

Быстрый ион при движении в твердом теле со скоростью, превышающей борновскую, теряет большую часть своей энергии ($>90\%$) на ионизацию связанных электронов, причем dE/dx может составлять величину, превышающую килоэлектрон-вольт/ангстрем (для осколков деления $dE/dx=2-3$ КэВ/Å).

Ранее [9] было показано, что в металлической мишени вдоль траектории осколка образуется область возбужденных электронов с характерным размером $r_0 \approx 10$ Å, который определяется рассеянием первичных электронов в зоне проводимости. В диэлектрике концентрация носителей заряда мала, возбужденные электроны теряют свою энергию в результате ионизации. Однако средний начальный размер возбужденной области и в этом случае практически не отличается от r_0 металла [10].

В горячей области энергия электронов может превышать значения ~ 100 эВ/атом. Время ионизации атомов электронным ударом составляет величину $\sim 10^{-15}$ с, за это же время устанавливается ионизационное равновесие; электроны приобретают максвелловское распределение за времена $\sim 10^{-16}$ с [9].

Таким образом, в диэлектриках первоначальная область возбуждения представляет собой плазму с холодными неподвижными ионами и электронами с начальной температурой $T_0 \geq 20$ эВ, характерный радиус области ~ 10 Å.

3. Коэффициент неупругого распыления определяется максимальной температурой поверхностных атомов диэлектрика, а она в свою очередь существенным образом связана с характером релаксации электронов горячей области.

В металлах основную роль в охлаждении возбужденных электронов играет электронная теплопроводность [9]. При этом время жизни горячего пятна невелико, соответственно малы коэффициенты распыления.

В диэлектриках релаксация горячих электронов происходит вследствие волны ионизации. На начальной стадии, когда температура электронов превышает ширину запрещенной зоны, ширина фронта волны больше длины пробега электронов и определяется расстоянием, на которое электроны могут диффундировать за время возбуждения из валентной зоны в зону проводимости. При этом скорость волны ионизации равна [11] $2(D/\tau)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^7$ см/с, где $D \approx 1$ см²/с — коэффициент диффузии электронов, τ — среднее время ионизации атомов электронным ударом в равновесной плазме. По мере расширения области возбуждения и уменьшении температуры электронов происходит перестройка структуры волны ионизации. Когда электронная температура становится меньше ширины запрещенной зоны, процесс ионизации на границе возбужденной области может осуществляться только быстрыми электронами из «хвоста» максвелловского распределения. При этом на границе плазмы образуется двойной слой, электрическое поле которого препятствует уходу электронов из возбужденной области, фронт волны сужается до размеров порядка дебаевского радиуса d (который меньше длины свободного пробега) и она превращается в более медленную низкотемпературную волну ионизации [8], скорость которой равна

$$u(T) \approx 0.4 (d_0/\tau_0) (T/G)^{1/2} e^{-G/T} [F_{1/2}(\zeta)]^{1/2}, \quad (1)$$

где T — температура электронов, $d_0 = (\pi/2)^{1/2} (\hbar^2/2m_e G)^{1/2} (G/e^2)^{1/2} \approx 0.5$ Å, e — заряд, m_e — эффективная масса электрона, $F_{1/2}(\zeta)$ — интеграл Ферми, ζ — отношение химического потенциала и температуры электронов, $\tau_0^{-1} = (2/\pi)^{1/2} e^{-1} (m_e e^4/\hbar^3) \approx 4.9 \cdot 10^{15} (m_e/m_0) \text{ с}^{-1}$, m_0 — масса свободного электрона.

Дальнейшее снижение электронной температуры происходит вследствие низкотемпературной волны ионизации, а также в результате передачи энергии атомам решетки с характерным временем $\nu^{-1} \sim 10^{-12}$ с

$$d\xi/dt = (d\xi/dt)_a + (d\xi/dt)_{\text{эф}}. \quad (2)$$

Время ионизации электронным ударом

$$\tau_n = \tau_0 \xi^{-2} e^{4/\xi} [F_{1/2}(\zeta)]^{-1} \quad (3)$$

представляет собой при $\xi = T/G < 1$ быстро меняющуюся функцию температуры электронов, в то время как ν плавно зависит от ξ . Поэтому величина ξ_* , являющаяся корнем уравнения $\tau_n \nu = 1$, определяет границу двух областей: при $\xi > \xi_*$ распространяется ионизационная волна при почти полном отсутствии электрон-фононной релаксации, а при $\xi < \xi_*$ ионизационная волна практически остановилась и в области радиуса R_* происходит разогрев решетки до термодинамического равновесия с электронами. Эта равновесная температура атомов решетки и размер области R_* определяют коэффициент распыления диэлектриков. Таким образом, нет необходимости решать достаточно сложную задачу об охлаждении электронной подсистемы диэлектрика с целью получения функции $\xi(t)$. Для определения температуры ξ_* , как указывалось выше, можно решить уравнение $\tau_n \nu = 1$, однако более точно ξ_* получится из равенства потерь на ионизацию среды и передачи энергии атомам кристаллической решетки.

Снижение температуры с течением времени вследствие ионизационных потерь можно определить из системы уравнений, соответствующей сохранению энергии, выделившейся в результате прохождения осколка,

$$dR/dt = u(\xi), \quad (4)$$

$$\pi R^2 W_0 W(\xi) = dE/dx, \quad (5)$$

где R — радиус горячей области, $W_0 W(\xi) = n_e(\xi) (G + \langle E_e \rangle + \langle E_h \rangle)$ — энергия возбуждения единицы объема электронной подсистемы диэлектрика, E_e и E_h — энергия электронов и дырок в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно, величины W_0 и $W(\xi)$ равны (см. Приложение)

$$W_0 = (\sqrt{2}/\pi^2) G (m_e G / \hbar^2)^{3/2},$$

$$W(\xi) = \xi^{3/2} F_{1/2}(\zeta) [1 + \langle E_e \rangle / G + \langle E_h \rangle / G].$$

Из (4) и (5) можно получить выражение для скорости ионизационного остывания электронной подсистемы

$$(d\xi/dt)_a = - (u(\xi)/l) W^{3/2}(\xi) / (\partial W(\xi)/\partial \xi), \quad (6)$$

где l — характерное расстояние, $l \equiv (1/2) (dE/dx / \pi W_0)^{1/2}$, при $dE/dx = 2.5 \times 10^3$ эВ/Å, $G = 10$ эВ $l \approx 10$ Å.

Скорость остывания электронной подсистемы в результате передачи энергии решетке можно определить, приравняв производные энергии атомов $(3/2) \theta N$ и электронов $W_0 W(\xi)$, где θ — температура решетки диэлектрика в горячей области. Тогда с учетом выражения $d\theta/dt$ из [9] $(d\xi/dt)_{\text{эф}}$ имеет вид

$$(d\xi/dt)_{\text{эф}} = - \nu_1 \xi^{1/2} F_{1/2}(\zeta) / (\partial W(\xi)/\partial \xi), \quad (7)$$

где $\nu_1 = 3NG\nu/2W_0$, $\nu \approx 2.6 \cdot 10^{11} G^{3/2}/A$ с⁻¹, G в электрон-вольтах, A — атомный номер вещества диэлектрика [4], N — число атомов в единице объема.

Характерная температура ξ_* определяется равенством $(d\xi/dt)_a = (d\xi/dt)_{\text{эф}}$, из которого следует, что в широком диапазоне изменения параметров вещества и величины dE/dx для ξ_* справедливо выражение

$$\xi_*^{-1} = x - \beta_1 \ln x + \ln(1 + \beta_2/x + \alpha(3\Delta E/5G)), \quad (8)$$

где ΔE — ширина валентной зоны, $\alpha \approx \Theta(1.4 - \Delta E/T)$, Θ — функция Хэвисайда, $\beta_1 = (3\alpha - 2)/6$, $\beta_2 = 3/2^\alpha$, $x \approx (2/3) \ln [0.24 (0.6)^{\alpha/2} (\Delta E/G)^{3/4} / (m_e/m_h)^{3/4} (\nu_1 \tau_1)]$.

Для оценок ξ_* можно воспользоваться приближенным выражением $\xi_* \simeq (x+1.1)^{-1}$ (при $\alpha=0$), $\tau_1 \simeq 2.5l\tau_0/d_0$.

Температура ξ_* слабо зависит от свойств диэлектрика и dE/dx и составляет величину ~ 0.3 , что связано с незначительным влиянием начальных условий на конечную стадию эволюции возбужденной области.

Приближенное выражение $W(\xi)$ приведено в Приложении, а для оценок $W(\xi)_*$ можно пользоваться

$$W(\xi_*) \simeq \sqrt{\pi} (m_e/m_h)^{-3/4} \xi_*^{3/2} e^{-1/3\xi_*}. \quad (9)$$

Величина радиуса горячей области $R_* = R(\xi_*)$ определяется зависимостью (5) и равна

$$R_* = 2lW^{-1/2}(\xi_*) \simeq 3.8l(m_e/m_h)^{1/4}/(\nu_1\tau_1)^{1/2}. \quad (10)$$

За время установления термодинамического равновесия между электронами и атомами решетки ионизационная волна, скорость которой существенно уменьшилась, все же приводит к увеличению радиуса горячей области, из которой происходит распыление, на 20%. Конечный радиус

$$R_\kappa \simeq 1.2R_*. \quad (11)$$

Для определения равновесной температуры $\eta_* = \theta_*/G$ можно воспользоваться уравнением баланса энергии

$$(3NG/2W_0)\eta_* + W(\eta_*) = 4l^2/R_*^2, \quad (12)$$

откуда с хорошей точностью ($W(\eta_*) \ll \eta_*$)

$$\eta_* \simeq (25W_0/54NG)W(\xi_*) \simeq (W_0/8NG)(m_e/m_h)^{-1/2}(\nu_1, \tau_1)^{1/2}. \quad (13)$$

При $dE/dx = 2.5 \text{ КэВ/\AA}$ $\eta_* \simeq 0.1$. На границе горячей области температура решетки резко убывает, ее профиль $\eta(R)$ можно аппроксимировать ступенькой, высота которой $\eta_\kappa \simeq 1.05\eta_*$.

4. В металлических образцах величина η_* существенно меньше, чем в случае диэлектрических материалов, так как скорость расширения, а соответственно и охлаждения возбужденной области вследствие электронной теплопроводности много больше скорости волны ионизации [8]. Неупругое распыление металлов определяется вытягиванием поверхностных ионов электрическим полем двойного слоя и для крупнозернистых материалов невелико (≤ 10 ат./ион) [12]. В диэлектриках вклад в распыление механизма, характерного для металлов, мал, основную роль играет испарение атомов с поверхности горячего пятна, которое дает значительно большие коэффициенты распыления.

Полное число испаренных атомов запишется в виде интеграла

$$S = \int_0^\infty \int_0^\infty f N^{1/2} (U/G\eta(r, t)) e^{-U/G\eta(r, t)} 2\pi r dr dt, \quad (14)$$

где $f \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — частота колебаний атомов в кристалле, U — энергия связи атомов на поверхности. Зависимость $\eta(r, t)$ определяется механизмом решеточной теплопроводности, которая в рассматриваемом случае имеет некоторые особенности.

Коэффициент температуропроводности можно записать в виде

$$\chi_1 = (1/3)\lambda_\phi s(\eta_0/\eta), \quad (15)$$

где $\lambda_\phi = \lambda_\phi(\eta_0)$ — длина пробега фонона, s — скорость звука [13].

Однако с увеличением температуры длина пробега фонона падает и при $\eta > \eta_i = \lambda_\phi \eta_0/a$ (a — межатомное расстояние) становится меньше a . Внутри горячей области решеточная температура может превышать $\eta > \eta_i$ и величину λ_ϕ необходимо обрезать на длине, равной постоянной решетки. Соответствующий коэффициент температуропроводности примет вид $\chi_2 = (1/3)as \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$.

Вне горячей области коэффициент температуропроводности значительно больше, чем χ_2 , и составляет величину $\chi_1 = (1/3)\lambda_{\phi_0} s \simeq 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$. Уравнение теплопроводности с $\chi_1 \propto 1/\eta$ в цилиндрической геометрии имеет мгновенно убывающее до нуля решение, что соответствует бесстолкновительному разлету фононного газа. Действительно, поток энергии j с единицы длины цилиндрической области равен

$$j = n_{\phi}(R_{\kappa}) s \theta_D = (3/2) N \chi_2 (\partial \theta / \partial r) |_{r=R_{\kappa}}, \quad (16)$$

где n_{ϕ} — число фононов в единице объема, θ_D — температура Дебая.

С увеличением радиуса плотность фононов в потоке уменьшается, $n_{\phi}(r) = n_{\phi}(R_{\kappa}) R_{\kappa} / r$. Считая приближенно, что $\lambda_{\phi} = (1/2)\lambda_{\phi_0} N \theta_0 / n_{\phi}(r) \theta_D$, а также $(\partial \theta / \partial r) |_{R_{\kappa}} = \eta_{\kappa} G / 2 \sqrt{\chi_2 t}$, можно получить

$$\lambda_{\phi} = \lambda_{\phi_0} (r/R_{\kappa}) 2 \eta_0 \sqrt{\chi_2 t} / a \eta_{\kappa}. \quad (17)$$

Отношение $\lambda_{\phi}/r > 1$ свидетельствует об отсутствии рассеяния фононов друг на друге в потоке. Таким образом, остывание горячей области при $\eta_i > \eta_t$ осуществляется за счет свободного разлета фононов с ее границы. Когда температура решетки упадет до величины η_t , то произойдет быстрое остывание горячего пятна. Поэтому коэффициент распыления определяется интервалом времен, когда температура решетки превышает η_t .

Для определения величины коэффициента распыления используется аппроксимация

$$\eta(r) = \begin{cases} \eta_{\kappa}, & r < R_t, \\ 0, & r > R_t, \end{cases} \quad (18)$$

где $R_t = R - \sqrt{4\chi_2 t}$.

Тогда в результате интегрирования (14) можно получить

$$S = (\pi/24) f N^{3/2} (R^4/\chi_2) (U/G\eta_{\kappa}) e^{-U/G\eta_{\kappa}} = 13 f N^{1/2} W^{-2} (\xi_{\kappa}) s^{-1} (U/G\eta_{\kappa}) e^{-U/G\eta_{\kappa}}. \quad (19)$$

Экспоненциальный множитель в (19) существенным образом определяет величину коэффициента распыления. Поэтому необходимо знать точное значение величины η_{κ} . Температура кристаллической решетки слабо зависит от выделившейся энергии $\eta_{\kappa} \propto (dE/dx)^{1/6}$, что связано с незначительным влиянием начальных условий на конечную стадию эволюции возбужденной области. Это значит, что величина коэффициента распыления определяется размером нагретого пятна, из которого происходит распыление, и $S \propto (dE/dx)^{1.5-2}$.

Выражение для коэффициента распыления, зависящее только от основных параметров задачи, имеет вид

$$S \simeq 2.9 \cdot 10^6 (dE/dx)^{3/2} A U G^{-2/3} (m_e/m_h)^{3/2} \times \\ \times \exp[-313 U G^{-2/3} (dE/dx)^{-1/6} A^{1/2} (m_e/m_h)^{1/2}], \quad (20)$$

где dE/dx в эВ/А, U и G в эВ.

Формула (20) позволяет определить пороговые характеристики и приближенное значение величины S . Коэффициент распыления очень сильно зависит от ширины запрещенной зоны диэлектрика. В экспоненте (20) стоит $\simeq G^{-2/3}$, что фактически и определяет наличие или отсутствие распыления вообще. Величина S при малых G резко убывает, так как существенное замедление низкотемпературной волны ионизации происходит при температуре электронов, пропорциональной G , и при малых G объемная плотность энергии электронов недостаточна, чтобы вызвать испарение поверхностных атомов. Критическое значение $G_{\text{кр}}$ можно оценить, положив в (20) $S=1$. Величина $G_{\text{кр}}$ мало меняется в зависимости от dE/dx : от 5.7 до 7.1 эВ при изменении dE/dx в 8 раз от $3 \cdot 10^3$ до 500 эВ/А.

При малых dE/dx существует порог предложенного механизма неупругого распыления. Если начальная температура возбужденных электронов мала, то нагрев атомов решетки может быть сравним с их охлаждением. Концентрация электронов мала, дебаевский радиус становится больше размера горячего пятна,

в этом случае возбуждение электронов носит индивидуальный характер. При значениях dE/dx , когда реализуется порог испарительного механизма неупругого распыления, величина S становится экспоненциально малой. Пороговое значение $(dE/dx)_n$ сильно зависит от ширины запрещенной зоны G . Так, при $G=10$ эВ $(dE/dx)_n \approx 0.1$ КэВ/А, а при $G=5$ эВ $(dE/dx)_n \approx 80$ КэВ/А ($U=5$ эВ).

Необходимо отметить, что, если $m_e/m_h \sim 1$, релаксация области возбужденных электронов происходит в результате амбиполярной диффузии, низкотемпературная волна ионизации не реализуется, электронная температура гораздо меньше ξ_* (8). Однако в диэлектриках, у которых $G=8-10$ эВ и коэффициенты распыления велики, обычно $m_e/m_h < 1$ и скорость диффузионного расплывания меньше скорости волны ионизации.

Измерения [1, 2] коэффициентов распыления были проведены на мелкозернистых материалах, где важную роль может играть отрыв целых зерен от мишени [12] либо запираение энергии в зерне [14]. В то же время спектры распыленных частиц для CsI и UF_4 , облучаемых ионами U (1.4 МэВ/нуклон) и F (5 и 15 МэВ), максвелловские [15], причем характерные температуры ~ 1 эВ и их зависимость от dE/dx свидетельствует в пользу предложенного механизма.

Приложение

Величину химического потенциала диэлектрика ζ можно определить из условия нейтральности $n_e(T, \zeta) = n_h(T, \zeta)$, где T — температура электронов, n_e и n_h — концентрация электронов и дырок соответственно. В приближении параболической зоны в случае малых температур ($T \ll G$) имеет место соотношение

$$\zeta = G/2 - (3/4) T \ln(m_e/m_h), \quad (П1)$$

которое реализуется в предположении $T \gg \Delta E$ (ΔE — ширина валентной зоны).

В противном случае $T \gg \Delta E$ функция распределения дырок мало меняется на ширине валентной зоны, происходит однородное «вымывание» электронов из верхней заполненной зоны.

При достаточно большой ширине запрещенной зоны неравенство $T \gg \Delta E$ справедливо и при невырожденном электронном газе в зоне проводимости (при $T/G < 5$) [16]. Тогда

$$\zeta = G/2 - (3/4) T \ln[(\sqrt{\pi}/3)^{3/2} (m_e/m_h) (T/\Delta E)]. \quad (П2)$$

Таким образом, учет «вымывания» электронов из валентной зоны приводит к замедлению роста химпотенциала с увеличением температуры. Для приближенных вычислений в случае невырожденного электронного газа можно пользоваться выражением

$$\zeta = G/2 - (3/4) T \ln(m_e/m_h) + (3/4) \alpha T \ln[(\sqrt{\pi}/3)^{3/2} (\Delta E/T)], \quad (П3)$$

где $\alpha = \Theta[(3/\sqrt{\pi})^{3/2} - \Delta E/T]$, Θ — функция Хэвисайда.

Объемную плотность энергии возбуждения электронной подсистемы можно записать в виде

$$W_0 W(\xi) = (G/2\pi^2) (2m_e G/\hbar^2)^{3/2} \xi^{3/2} F_{1/2}(\xi) [1 + (3/2^\alpha) \xi + \alpha (3\Delta E/5G)]. \quad (П4)$$

Список литературы

- [1] Александров Б. М., Баранов И. А., Кривохатский А. С., Тутин Г. А. // Атомная энергия. 1972. Т. 33. № 4. С. 824—824.
- [2] Александров Б. М., Бабаджанянц Н. В., Баранов И. А. и др. Препринт Радиевого института им. В. Г. Хлопина. № РИ-24. Л., 1974. 34 с.
- [3] Setberling L. E., Griffith J. E., Tomberello T. A. // Rad. Eff. 1980. Vol. 52. P. 201—210.
- [4] Fleischer R., Price P., Walker R. // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 11. P. 3645—3652.
- [5] Parilis E. // Int. Conf. Atomic Collision in Solids. Brighton, 1970. P. 324.
- [6] Витенский И. С., Мирзямедов М., Парилис Э. С. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 1044—1047.

- [7] Баранов И. А., Мартыненко Ю. В., Цепелевич С. О., Яелинский Ю. Н. // УФН. 1988. Т. 153. Вып. 3. С. 384—422.
- [8] Катин В. В., Мартыненко Ю. В., Яелинский Ю. Н. / Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 11. С. 665—668.
- [9] Мартыненко Ю. В., Яелинский Ю. Н. / Атомная энергия. 1987. Т. 62. Вып. 2. С. 80—83.
- [10] Ковалев В. П. Вторичные электроны. М.: Энергоатомиздат, 1987. 117 с.
- [11] Иванов А. А., Парилл В. В., Соболева Т. К. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. Вып. 4. С. 1245—1251.
- [12] Мартыненко Ю. В., Яелинский Ю. Н. Препринт ИАЭ им. И. В. Курчатова. № ИАЭ-4084/11. М., 1985. 24 с.
- [13] Анималу А. Квантовая теория кристаллических твердых тел. М.: Мир, 1981. 574 с.
- [14] Катин В. В. / ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 3. С. 552—559.
- [15] Seiberling L., Meins C., Cooper B., Griffith J. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1982. Vol. 198. P. 17—25.
- [16] Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1977. 448 с.

Поступило в Редакцию
17 июня 1988 г.
