

## РАВНОМЕРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АКСИАЛЬНО-КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

М.Х. Хоконов

Концепция Линдхарда о статистическом равновесии на поперечной энергетической поверхности [1] позволила существенно упростить задачи физики ориентационных эффектов в кристаллах, позволив рассматривать эволюцию с глубиной  $z$  распределения по поперечным энергиям  $F(\varepsilon, z)$  вместо более детального анализа функции распределения в поперечном фазовом пространстве  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, z)$ , здесь  $\varepsilon$  — поперечная энергия,  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{p}$  — поперечные координата и импульс. Если поперечное движение двумерно, то функции  $F$  и  $f$  при наличии статистического равновесия связаны соотношением

$$f(\varepsilon, z) = \frac{F(\varepsilon, z)}{2\pi m S(\varepsilon)}, \quad (1)$$

где  $S(\varepsilon)$  — площадь, доступная электрону с поперечной энергией  $\varepsilon$ ;  $m$  — его релятивистская масса.

Поперечные координата и импульс

$$\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = + \frac{P^2}{2m} + U(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Выражение, аналогичное (1), но учитывающее угловой момент электрона относительно цепочки, будет содержать в знаменателе вместо  $S(\varepsilon)$  период радиальных колебаний  $T(\varepsilon, \mu)$  [2].

Начальное распределение электронов в фазовом пространстве  $f(\varepsilon, z = 0)$  сильно зависит от поперечной энергии и имеет резкий максимум при  $\varepsilon = E\theta_{in}^2/2$ , где  $\theta_{in}$  — угол влета в канал (рис. 1). Однако сильное многократное рассеяние на атомных ядрах кристалла приводит к быстрому размыванию распределения, и уже на малых глубинах, существенно меньших характерных глубин деканализирования, распределение частиц в фазовом пространстве  $f(\varepsilon)$  становится почти равномерным, т.е. не зависящим от поперечной энергии.

На рис. 1 показаны результаты наших расчетов на основе численного решения кинетического уравнения Белошицкого–Кумахова [3,4]. На рис. 1 показано поведение функции распределения в фазовом пространстве  $f(\varepsilon, z)$ , которая связана с функцией распределения по поперечным энергиям и угловым моментам  $F(\varepsilon, \mu, z)$  соотношением

$$f(\varepsilon, z) = \frac{1}{\mu(\varepsilon)} \int_0^{\mu(\varepsilon)} \frac{F(\varepsilon, \mu, z)}{T(\varepsilon, \mu)} d\mu, \quad (3)$$

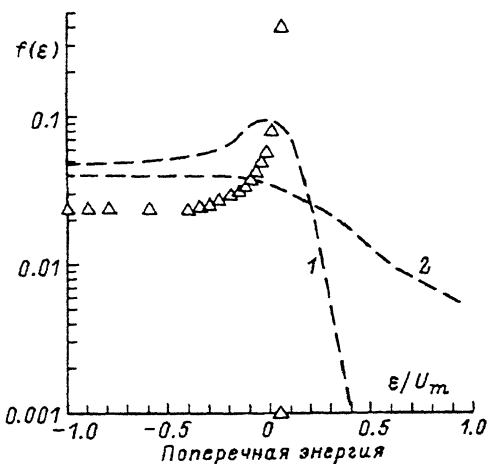


Рис. 1. Функция распределения в фазовом пространстве на различных глубинах для электронов с энергией 1 ГэВ в кремнии (110).

Значки — начальное распределение, штриховые кривые: 1 — 1.3, 2 — 20 мкм. Угол падения на кристалл  $0.15 \cdot \theta_L$ ,  $\theta_L$  — критический угол Линдхарда.

где  $\mu(\varepsilon)$  — максимально возможное значение углового момента для электронов с поперечной энергией  $\varepsilon$  [4].

Из рис. 1 следует, что на глубине 20 мкм, которая в данном случае соответствует характерной глубине деканализирования, распределение (3) в канале ( $\varepsilon < 0$ ) становится равномерным. Кроме того, многократное рассеяние приводит к тому, что распределение по угловым моментам для заданной поперечной энергии также становится близким к равномерному [5]. Тогда с учетом (1) получаем, что после установления равномерного распределения в фазовом пространстве функция распределения по поперечным энергиям примет вид

$$F(\varepsilon, z) = C(z)S(\varepsilon), \quad (4)$$

где величина  $C$  не зависит от  $\varepsilon$ , а зависит от глубины проникновения частицы в кристалл  $z$ .

В первом приближении можно считать, что распределение квази-канализованных электронов также равномерное:  $F(\varepsilon, z) = \text{const}$  при  $0 < \varepsilon < \varepsilon_{\text{max}}$  и  $F = 0$  при  $\varepsilon > \varepsilon_{\text{max}}$ , где граничная поперечная энергия увеличивается вследствие диффузии и определяется среднеквадратич-

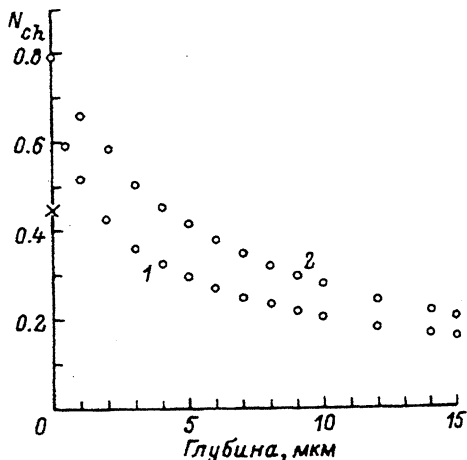


Рис. 2. Зависимость числа электронов в канале (110) кремния от глубины.

Энергия пучка 1 ГэВ. 1 — точный расчет, 2 — расчет с функцией распределения (4). Крестик — начальный захват электронов в канал.

ным углом многократного рассеяния в аморфной среде

$$\varepsilon_{\max}(z) = \frac{E}{2} \left( \frac{\Delta \bar{\theta}^2}{\Delta z} \right)_{am} z, \quad (5)$$

где  $E$  — полная энергия электрона.  
Тогда коэффициент  $C(z)$  в (4) будет

$$C(z) = \left( \int_{-U_m}^0 S(\varepsilon) d\varepsilon + S_0 \varepsilon_{\max}(z) \right)^{-1}. \quad (6)$$

Здесь  $U_m$  — глубина потенциального барьера. В (6) учтено, что для квазиканализированных электронов доступна вся поперечная область площадью  $S_0$  вблизи цепочки.

Число электронов в канале на данной глубине равно

$$N_{ch}(z) = \int_{-U_m}^0 F(\varepsilon, z) d\varepsilon. \quad (7)$$

Согласно (4) и (6), на больших глубинах число электронов в канале медленно убывает по закону  $N_{ch} \sim z^{-1}$  [6,7]. Кроме того, описанная модель объясняет явление объемного захвата электронов в канал на малых глубинах как следствие установления равномерного распределения (4).

На рис. 2 показано сравнение точного расчета на основе кинетического уравнения числа электронов в канале  $\langle 110 \rangle$  кремния (кривая 2) с простым расчетом согласно (4)–(7). Более хорошее согласие может быть достигнуто, если вместо равномерного распределения для квазиканализированных электронов взять более точное экспоненциально спадающее распределение. Расчеты методом Монте-Карло с учетом некогерентного рассеяния на большие углы показывают, что диффузионное приближение завышает число частиц в канале с большими по модулю поперечными энергиями. Это, однако, слабо сказывается на полученных результатах, так как фазовый объем для таких электронов мал и наиболее важной областью является область близких к нулю поперечных энергий.

### Список литературы

- [1] Лундгард И. // УФН. 1969. Т. 99. С. 249–296.
- [2] Хоконов А.Х., Хоконов М.Х. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 77–79.
- [3] Белошицкий В.В., Куматов М.А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 462–472.
- [4] Телегин В.И., Хоконов М.Х. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 260–274.
- [5] Khokonov M.Kh., Tuguz F.K. // Rad. Eff. Def. Sol. 1993. Vol. 25. P. 107–111.
- [6] Kumakhov M.A. // Phys. Lett. A. 1990. Vol. 145. P. 195–196.
- [7] Khokonov M.Kh., Telegin V.I. // Rad. Eff. Lett. 1983. Vol. 76. P. 179–186.