

# Рассеяние носителей заряда на границах кристаллитов в пленках поликристаллического кремния

© В.А. Гридчин, В.М. Любимский<sup>¶</sup>, А.Г. Моисеев

Новосибирский государственный технический университет,  
630092 Новосибирск, Россия

(Поступила 4 марта 2004 г. Принята к печати 15 апреля 2004 г.)

Рассмотрено рассеяние носителей заряда на потенциальных барьерах границ зерен в пленках поликристаллического кремния. Анализируется влияние этого механизма рассеяния на подвижность носителей заряда. Наблюдается удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными подвижностями дырок. Развита модель может использоваться для рассмотрения других кинетических явлений.

## 1. Введение

Из всех кинетических явлений в поликристаллическом кремнии наиболее полно исследована электропроводность [1–4]. Согласно существующим одномерным моделям, удельное сопротивление поликристаллического кремния определяется удельным сопротивлением кристаллитов (зерен) и удельным сопротивлением границ зерен. Из-за влияния границ зерен удельное сопротивление поликристаллического кремния больше удельного сопротивления монокремния при равной степени легирования. Модели проводимости позволяют качественно, а при введении двух подгоночных параметров („artificial factors“) — количественно объяснить концентрационные, температурные зависимости электропроводности, наличие минимума подвижности в зависимости от концентрации примеси, а также служат основой для разработки новых моделей [5] и для объяснения новых экспериментальных результатов в поликристаллическом кремнии [6–9] и других материалах [10,11].

Существующие модели проводимости в поликристаллическом кремнии исходят из того, что: а) внутри кристаллитов электропроводность такая же, как и в монокристаллах при соответствующей концентрации носителей заряда, б) процесс переноса через потенциальный барьер описывается термоэлектронной эмиссией [1,2] и термоэлектронной эмиссией и туннелированием [3,4]. При этом не учитывается, что размеры кристаллитов в пленке могут отличаться в несколько раз и их размеры могут быть сопоставимы с длиной волны де Бройля. Так, для дырок и электронов при комнатной температуре длина дебройлевской волны — около 200 Å (например, [12]). Кроме того, область применения моделей [1–4] ограничена только электропроводностью и не распространяется на другие кинетические явления.

В настоящей работе предлагается квантово-механическая модель рассеяния носителей заряда на потенциалах границ зерен в поликристаллическом кремнии с учетом разброса их размеров и анализируется влияние этого механизма рассеяния на подвижность носителей заряда и решение уравнения Больцмана для этой модели. Такой подход позволяет описывать не только электропроводность, но и другие кинетические явления.

<sup>¶</sup> E-mail: lubvml@ngs.ru

## 2. Теория

Рассеяние электронов на границах зерен в поликристаллических металлических пленках рассмотрено в [13]. В этой работе предполагалось, что потенциал на границах зерен имеет вид  $\delta$ -функции, и многочастичная функция распределения  $g(z_1, z_2, \dots, z_N)$  потенциальных барьеров есть известная гауссова функция. Представление потенциальных барьеров на границах кристаллитов в металлах в виде  $\delta$ -функции является вполне оправданным, однако в полупроводниках из-за меньшей концентрации носителей заряда это представление не справедливо.

Решение задачи о рассеянии носителей заряда в поликристаллических пленках, имеющих произвольные размеры, форму и ориентацию кристаллитов, представляет определенные сложности. Поэтому предлагается модель, в которой кристаллиты имеют форму прямоугольных параллелепипедов, у которых одна из осей перпендикулярна пленке, а две другие оси параллельны и перпендикулярны напряженности приложенного внешнего электрического поля ( $E_z$ ). На границах кристаллитов имеются потенциальные барьеры конечной ширины, расстояния между которыми соответствуют размерам кристаллитов. Размеры кристаллитов не коррелированы, и координаты центров ( $z_n$ ) потенциальных барьеров смещены относительно их среднего значения на случайную величину ( $\delta z_n$ ). Рассеяние носителей заряда происходит как на потенциальных барьерах, так и на примесях, фононах и т.д. Механизмы рассеяния независимы, изменение энергии потенциального барьера при приложении внешнего электрического поля много меньше средней энергии носителей заряда.

Модель потенциальных барьеров приведена на рис. 1.

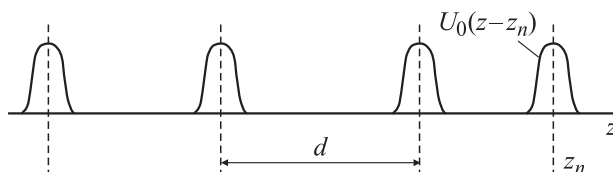


Рис. 1. Модель потенциальных барьеров.

Потенциальные барьеры на границах зерен описываются функцией

$$u = \sum_n^N U_0(z - z_n), \quad z_n = n \cdot d + \delta z_n, \quad N = \frac{L_z}{d},$$

где  $L_z$  — длина образца вдоль оси  $z$ .

Уравнение Больцмана для представленной модели при действии электрического поля напряженностью  $E_z$  вдоль оси  $z$  с учетом других механизмов рассеяния с временем релаксации  $\tau$  имеет вид [13]

$$eEv_z \frac{\partial f_0(\mathbf{k})}{\partial \varepsilon} = \int P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') (\Phi(\mathbf{k}) - \Phi(\mathbf{k}')) d\mathbf{k}' + \frac{\Phi(\mathbf{k})}{\tau},$$

где  $\Phi(\mathbf{k}) = f(\mathbf{k}) - f_0(\mathbf{k})$ ;  $f(\mathbf{k})$ ,  $f_0(\mathbf{k})$  — неравновесная и равновесная функции распределения Ферми;  $P(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  — вероятность рассеяния носителя заряда из состояния  $k$  в состояние  $k'$  на неупорядоченных потенциальных барьерах;  $e$  — заряд электрона,  $\varepsilon$ ,  $v_z$  — энергия и проекция скорости носителей заряда на ось  $z$ .

Для нахождения  $P(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  будем считать, что  $u(z)$  — слабое возмущение гамильтониана, а невозмущенные состояния описываются волновой функцией

$$\psi_k = \Omega^{-1/2} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}),$$

где  $\Omega = L_x L_y L_z$  — объем поликристалла.

Вероятность перехода из состояния  $\mathbf{k}$  в состояние  $\mathbf{k}'$  определяется квадратом модуля матричного элемента. Тогда

$$|\langle \mathbf{k} | u | \mathbf{k}' \rangle|^2 = |S|^2 |U|^2,$$

$$S = \frac{1}{N} \sum_n \exp(-i\Delta k_z z_n),$$

$$U = \frac{1}{d} \int U_0(z') \exp(-i\Delta k_z z') dz', \quad z' = z - z_n.$$

Считая, что смещения потенциальных барьеров  $\delta z_n$  — случайные величины, введем функцию распределения  $g(\delta z)$ , описывающую смещения потенциальных барьеров относительно их среднего значения. Тогда, считая, что смещения каждого потенциального барьера не зависят от смещения другого потенциального барьера, получим выражение:

$$|S|^2 = \frac{1}{N} (1 - |g(\Delta k_z)|^2) + |g(\Delta k_z)|^2 |S_M(\Delta k_z)|^2,$$

где  $g(\Delta k_z) = \int g(\delta z) \exp(-i\Delta k_z \delta z) d(\delta z)$ ,  $S_M(\Delta k_z) = \frac{1}{N} \times \sum_n \exp(-i\Delta k_z dn)$  — структурный фактор.

Предполагая, что смещения потенциальных барьеров описываются распределением Гаусса

$$g(\delta z) = \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\delta z^2}{2s^2}\right)$$

со среднеквадратичным отклонением  $s$ , получим

$$P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = A(|\Delta k_z|) \delta(k'_x - k_x) \delta(k'_y - k_y) \delta(k'_z + k_z),$$

$$A(|\Delta k_z|) = \begin{cases} \frac{|U|^2 m^* d}{\hbar^3 |k_z|} (1 - \exp(-2k_z^2 s^2)), & \Delta k_z \neq \frac{2\pi n}{d} \\ \infty, & \Delta k_z = \frac{2\pi n}{d} \end{cases}.$$

В результате решения уравнения Больцмана  $\Phi(\mathbf{k})$  имеет вид

$$\Phi(k) = \tau^* eEv_z \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}, \quad (1)$$

где  $\tau^{*-1} = \tau^{-1} + 2A(|k_z|)$ .

Из (1) следует, что при рассеянии на потенциальных барьерах разброс размеров кристаллитов приводит к дополнительному рассеянию, описываемому временем релаксации

$$\tau_b = \frac{1}{2A(|k_z|)}.$$

Плотность тока вычисляется по известной формуле:

$$\mathbf{j} = -\frac{e}{4\pi^3} \int \mathbf{v}\Phi(\mathbf{k}) d\mathbf{k}.$$

Среднее время релаксации при рассеянии на потенциальных барьерах может быть определено, если считать, что другие механизмы рассеяния отсутствуют ( $\tau = \infty$ ,  $\tau^* = \tau_b$ ).

В случае вырожденной статистики электропроводность может быть представлена в виде

$$\sigma = -\frac{2e^2(m_d^*)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi^2} m^* \hbar^3} \int_0^\infty \int_0^\pi \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \tau_b(\varepsilon, \theta) \varepsilon^{\frac{3}{2}} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\varepsilon, \quad (2)$$

где  $m_d^*$  — эффективная масса плотности состояний.

Время релаксации в этом случае равно

$$\langle \tau_b \rangle = -\frac{\int_0^\infty \int_0^\pi \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \tau_b(\varepsilon, \theta) \varepsilon^{\frac{3}{2}} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\varepsilon}{\int_0^\infty f_0 \varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon}. \quad (3)$$

При отсутствии вырождения электропроводность равна

$$\sigma = \frac{\sqrt{2} e^2 \hbar^3 p}{\sqrt{\pi} (m^*)^{5/2} (k_0 T)^{3/2}} \int_0^\infty \tau_b(k_z) k_z^2 \exp\left(-\frac{k_z^2 \hbar^2}{2m^* k_0 T}\right) dk_z, \quad (4)$$

где  $p$  — концентрация дырок.

Из (4) следует, что

$$\langle \tau_b \rangle = \frac{\sqrt{2} \hbar^3}{\sqrt{\pi} (m^*)^{3/2} (k_0 T)^{3/2}} \int_0^\infty \tau_b(k_z) k_z^2 \exp\left(-\frac{k_z^2 \hbar^2}{2m^* k_0 T}\right) dk_z. \quad (5)$$

Параметры исследованных образцов

| № образца | $\rho_s, \text{ Ом}/\square$<br>(24°C) | $\rho, 10^{19} \cdot \text{ см}^{-3}$<br>(24°C) | $\mu, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{ с}$<br>(24°C) | $TK\rho_s, 10^{-4} \text{ град}^{-1}$<br>(24°C) | $T_{gr}, \text{ °С}$ | $T_{ann}, \text{ °С}$ | Толщина<br>слоя Si*, мкм | $d, 10^{-6} \text{ см}$ | $s, 10^{-6} \text{ см}$ |
|-----------|--|---|--|---|----------------------|-----------------------|--------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 1         | 84                                     | 6.5   | 21   | 1.83  | 610                  | 1000                  | 0.55                     | 6.52                    | 3.4                     |
| 2         | 76                                     | 6.45  | 23   | 2.8   |                      | 1050                  | 0.55                     | 9.63                    | 4.2                     |
| 3         | 58                                     | 6.7   | 28   | 5   |                      | 1100                  | 0.55                     | 13.2                    | 5.4                     |
| 4         | 51                                     | 6.75  | 33   | 7.9   |                      | 1150                  | 0.55                     | 14.7                    | 5.3                     |
| 5         | 65                                     | 7   | 26.5   | 5   | 625                  | 1000                  | 0.525                    | 10.3                    | 3.8                     |
| 6         | 61                                     | 7.25  | 28   | 6.6   |                      | 1050                  | 0.505                    | 10.5                    | 4.3                     |
| 7         | 53                                     | 7.9   | 31   | 9   |                      | 1100                  | 0.480                    | 15.6                    | 5.6                     |
| 8         | 56                                     | 7.75  | 32   | 10  |                      | 1150                  | 0.46                     | 17.3                    | 7.0                     |

Условием применимости теории возмущений для нашей модели являются соотношения:  $\tau > \frac{\hbar}{k_0 T}$  в невырожденном случае и  $\tau > \frac{\hbar}{\eta}$  для полностью вырожденного электронного газа ( $\eta$  — энергия Ферми). Эти соотношения следуют из того, что в первом приближении теории возмущений не учитываются повторные акты рассеяния [14]. Кроме того, эти же соотношения являются критерием для применения кинетического уравнения и, как известно, соответствуют подвижности носителей заряда порядка  $10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{ с}$ .

Выражение для времени релаксации при рассеянии на потенциальных барьерах в поликристаллическом кремнии может быть упрощено. Упрощение связано с тем, что среднеквадратичное отклонение размеров кристаллитов, как следует из экспериментальных результатов,  $s \approx 0.3-0.5d$  (см. таблицу), [15]. Анализ подынтегральных выражений (4)–(5) показывает, что эти выражения при температурах выше 100 К имеют максимум при  $k \approx 7 \cdot 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-1}$  и основной вклад в интегралы дает область  $10^6 \text{ см}^{-1} < k < 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому в поликристаллических пленках со средними размерами кристаллитов  $d \geq 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  можно считать  $k_z^2 s^2 \gg 1$  и формула для времени релаксации  $\tau_b = \frac{1}{2A(|k_z|)}$  упрощается и принимает вид

$$\tau_b = \frac{\hbar^3 |k_z|}{2m^* d |U|^2}. \quad (6)$$

Сравнение выражения (6) с временем релаксации [13] показывает, что они совпадают, когда длина волны электрона меньше среднеквадратичного отклонения размеров кристаллитов ( $k_z^2 s^2 \gg 1$ ).

### 3. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов

Перед обсуждением расчетных и экспериментальных результатов нам представляется важным сделать следующее замечание. Хорошо известно, что в монокристаллическом кремнии *p*-типа не удастся адекватно описать экспериментально наблюдаемые температурные зависимости подвижности, учитывая известные механизмы рассеяния. Поэтому было бы, видимо, ошибочным ожидать, что в поликристаллическом кремнии возможно

добиться совпадения экспериментальных и расчетных зависимостей с помощью вариации некоторых параметров. В связи с этим при оценке результатов, полученных по предложенной модели, основное внимание было обращено на следующие вопросы:

- 1) наблюдается ли рост подвижности при увеличении температуры при „низких“ уровнях легирования;
- 2) увеличивается ли подвижность при увеличении размеров зерна.

Потенциал на границах зерен в поликристаллическом кремнии имеет вид, показанный на рис. 2. При концентрации примеси более  $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , соответствующей минимуму подвижности [2,3]:

$$U_0 = \begin{cases} V_b \left(1 + \frac{\delta - 2|x|}{2w}\right)^2, & \frac{\delta}{2} < |x| < \frac{\delta}{2} + w \\ V_0, & |x| < \frac{\delta}{2} \end{cases}.$$

В поликремнии *p*-типа

$$V_b = \frac{e^2 N w^2}{2\epsilon\epsilon_0}$$

и полуширина обедненной области  $w$  может быть оценена по формуле [1]

$$w = \frac{Q_t}{2N},$$

где  $N$  — концентрация примеси,  $Q_t$  — плотность ловушечных состояний.

Теория возмущений, как указано выше, может применяться, если потенциал таков, что время релаксации удовлетворяет неравенствам  $\tau_b > \frac{\hbar}{k_0 T}$  в невырожденном случае и  $\tau_b > \frac{\hbar}{\eta}$  для полностью вырожденного случая.

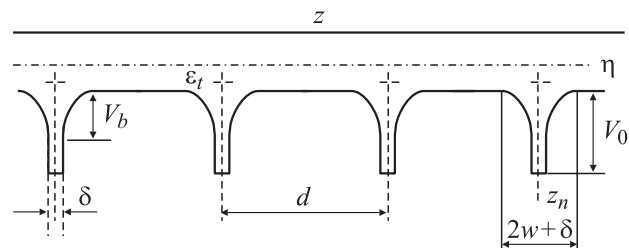


Рис. 2. Модель потенциальных барьеров в поликремнии *p*-типа.

Это накладывает ограничение на величину потенциала и область его определения (в одномерном случае — ширину). Так, при плотности ловушечных состояний  $Q_t = (1.9 - 3.7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  [1,2], подвижности  $20-30 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при комнатной температуре концентрация носителей заряда, как это следует из расчетов времени релаксации при рассеянии на потенциальных барьерах, должна быть больше  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае  $w < 10-20 \text{ \AA}$  и на порядок меньше длины волны де Бройля. При такой концентрации носители заряда вырождены и необходимо пользоваться формулами (2), (3).

В большинстве работ, посвященных электропроводности поликристаллического кремния, приведены значения подвижности при комнатной температуре и температурные коэффициенты сопротивления. Поэтому для сравнения расчетных и экспериментальных результатов использованы наши собственные результаты и экспериментальные результаты из [1] для концентрации дырок  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В [1] пленки поликристаллического кремния имели средние размеры зерен  $230 \text{ \AA}$ .

Исследованные нами пленки поликристаллического кремния получены в реакторе пониженного давления при  $610$  и  $625^\circ\text{C}$  на окисленных кремниевых пластинах, ориентированных в плоскости (100). Толщина окисла —  $0.43 \text{ мкм}$ . Толщина поликремниевой пленки — около  $0.5 \text{ мкм}$ . Легирование пленки проводилось имплантацией бора с энергией ионов  $50 \text{ кэВ}$  и дозой —  $4 \cdot 10^{15} \text{ ион}/\text{см}^2$  с последующим отжигом при  $1000-1150^\circ\text{C}$  в течение  $40 \text{ мин}$ . Параметры исследованных пленок приведены в таблице. Пленки — изотропны. Как видно из таблицы, средние размеры зерен в пленках изменяются от  $650$  до  $1730 \text{ \AA}$  при концентрации дырок от  $6.5 \cdot 10^{19}$  до  $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае ширина потенциального барьера — порядка  $10 \text{ \AA}$  и она гораздо меньше длины свободного пробега дырок.

Энергия Ферми, входящая в (2) и (3), получена в результате решения уравнения электронейтральности для необедненной (срединной) части зерна:

$$N_v \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\eta}{k_0T}\right) + 1} = N_a^-,$$

где  $N_v$  — эффективная плотность состояний,  $N_a^-$  — концентрация ионизированных акцепторов.

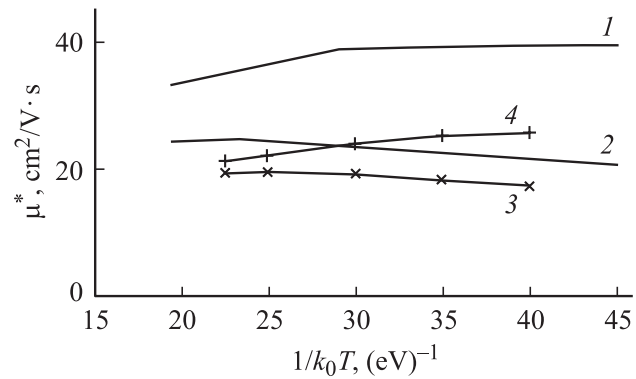
При концентрации примеси  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и более  $N_a^- \approx N_a$ .

Величина  $w$  определена в результате решения уравнения электронейтральности для обедненной области:

$$\frac{1}{w} \int_0^w p(x) dx + \frac{Q_t^+}{2w} = N_a^- \approx N_a,$$

$$Q_t^+ = \frac{Q_t}{2 \exp\left(\frac{\eta - \varepsilon_t + V_b}{k_0T}\right) + 1},$$

где  $\varepsilon_t$  — энергия ловушечных состояний,  $Q_t$  — плотность ловушечных состояний,  $Q_t^+$  — плотность заряженных ловушечных состояний.



**Рис. 3.** Температурные зависимости подвижности в поликристаллическом кремнии *p*-типа. Концентрация дырок  $p$ ,  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $1.0$ , 2 —  $5.0$ , 3 —  $1.0$ , 4 —  $5.0$ . Расчет — 1, 2, эксперимент — 3, 4.

Первое слагаемое в левой части уравнения много меньше второго. Поэтому

$$w = \frac{Q_t^+}{2N_a}.$$

Средняя концентрация дырок, в пренебрежении аморфным слоем, равна

$$\langle p \rangle = \frac{1}{d} \left( 2N_v \int_0^w \int_{\frac{V_b}{k_0T} (1-\frac{x}{w})}^\infty \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon dx}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\eta}{k_0T}\right) + 1} + (d-2w)N_v \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\eta}{k_0T}\right) + 1} \right). \quad (7)$$

При  $\langle p \rangle > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  первое слагаемое в правой части уравнения (7) составляет менее 3%.

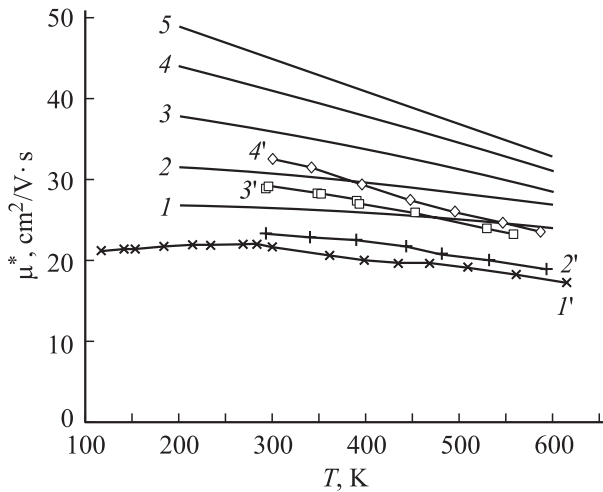
На рис. 3–5 представлены рассчитанные по предложенной модели температурные зависимости подвижности дырок  $\mu^*$  и экспериментальные подвижности дырок [1] и наши собственные результаты. На рис. 4, 5 приведены также подвижности дырок в монокристаллическом кремнии. Расчет подвижности проводился по формуле

$$\frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\langle \mu_b \rangle}, \quad (8)$$

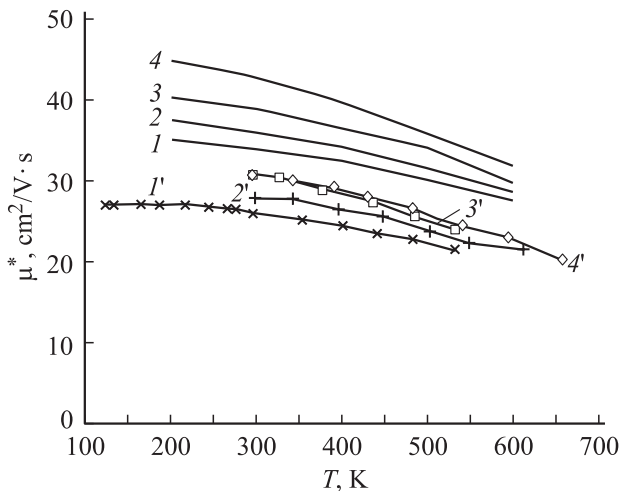
где  $\mu$  — экспериментальные значения подвижности в монокремнии,  $\langle \mu_b \rangle = \frac{e\langle \tau_b \rangle}{m^*}$  — подвижность в поликремнии при рассеянии на потенциальных барьерах.

Вычисление  $\langle \tau_b \rangle$  проводилось по формуле (3).

Расчет подвижности по (8) вместо расчета по (1) и (3) приводит к заниженным результатам [16]. Однако необходимость расчета по (8) связана с тем, что в монокремнии при температурах  $200-600 \text{ К}$  имеется несколько механизмов рассеяния носителей заряда, и учесть вклад каждого из механизмов в подвижность является довольно сложной задачей.



**Рис. 4.** Температурные зависимости подвижности в поликристаллическом и монокристаллическом кремнии *p*-типа. Расчет — кривые 1–4, эксперимент — точки и кривые 1'–4'. Образцы: 1 — кривые 1 и 1', 2 — кривые 2 и 2', 3 — кривые 3 и 3', 4 — кривые 4 и 4', монокристаллический Si (концентрация дырок —  $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) — кривая 5.



**Рис. 5.** Температурные зависимости подвижности в поликристаллическом и монокристаллическом кремнии *p*-типа. Расчет — кривые 1–3, эксперимент — точки и кривые 1'–4'. Образцы: 5 — кривые 1 и 1', 6 — кривые 2 и 2', 7 — кривые 3 и 3', 8 — кривые 3 и 4', монокристаллический Si (концентрация дырок —  $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) — кривая 4.

При вычислении подвижности нами был проведен анализ влияния  $Q_t$ ,  $w$ ,  $\delta$ ,  $V_0$  на время релаксации  $\tau_b$ . Оказалось, что на величину времени релаксации  $\tau_b$  главное влияние оказывает прямоугольная часть межкуристаллитного потенциала, в то время как изменение температурной зависимости при изменении концентрации примеси связана с квадратичной зависимостью потенциалов от координаты.

При расчете подвижностей, представленных на рис. 3–5, нами были использованы следующие значения:  $Q_t = (1.9\text{--}3.7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $V_0 = 0.65 \text{ эВ}$ ,  $\delta = 2.5\text{--}9 \text{ \AA}$ .

По оценкам,  $Q_t = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\delta = 6.4\text{--}8.5 \text{ \AA}$  для поликремния *n*-типа [4] и для *p*-типа  $Q_t = 3.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  [1] и  $Q_t = 1.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  [2].

Из рис. 3 видно, что при концентрации примеси  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  наблюдается увеличение как экспериментальной, так и расчетной подвижности с ростом температуры. С увеличением размеров зерна, как видно из рис. 3–5 и таблицы, наблюдается рост подвижности.

Из зависимостей, приведенных на рис. 3–5, видно, что все расчетные подвижности больше экспериментальных. Причинами больших величин расчетных подвижностей может быть следующее: а) форма (вид) реального межкуристаллитного потенциала отличается от формы, представленной на рис. 2, а вид рассеивающего потенциала существенно влияет на его рассеивающие свойства; б) кристаллиты в поликремниевой пленке имеют сложную форму, и площадь контакта соседних кристаллитов, возможно, меньше площади боковой поверхности. Меньшая площадь контакта между кристаллитами приводит к завышенному значению экспериментально определяемого удельного сопротивления и заниженному значению подвижности; в) в предложенной модели не учтена произвольная ориентация кристаллитов друг относительно друга, что должно приводить к дополнительному рассеянию.

#### 4. Заключение

Предложена модель рассеяния носителей заряда на потенциальных барьерах на границах кристаллитов. Получено выражение для времени релаксации при этом типе рассеяния. Из выражения для времени релаксации следует, что рассеяние возрастает при уменьшении размеров кристаллитов. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов показывает, что модель адекватно описывает рассеяние носителей заряда на потенциальных барьерах и что необходим учет этого рассеяния при расчетах величины и температурной зависимости подвижности носителей заряда в поликристаллическом кремнии *p*-типа. Полученные результаты могут быть использованы для описания других кинетических явлений.

#### Список литературы

- [1] J.Y.W. Seto. J. Appl. Phys, **46**, 5247 (1975).
- [2] N.C.C. Lu, C.Y. Gerberg, C.Y. Lu, J.D. Meidl. IEEE Trans. Electron Dev., **ED-28**, 818 (1981).
- [3] M.M. Manddurah, K.C. Saraswat, T.I. Kamins. IEEE Trans. Electron Dev., **ED-28**, 1163 (1981).
- [4] M.M. Manddurah, K.C. Saraswat, T.I. Kamins, IEEE Trans. Electron Dev., **ED-28**, 1171 (1981).
- [5] К.М. Дошанов. ФТП, **32**, 690 (1998).
- [6] К.М. Дошанов. ФТП, **31**, 954 (1997).
- [7] Д.В. Шенгуров, Д.А. Павлов, В.Н. Шабанов, В.Г. Шенгуров, А.Ф. Хохлов. ФТП, **32**, 627 (1998).

- [8] Chung-Hui Cheu, Yean-Kuen Fang, Chin-Wei Yang, Ta-Wei Wang, Yung-Lung Hsu, Shun-Liang Hsu. IEEE Electron Dev. Lett., **22**, 524 (2001).
- [9] Hang-Ming Chuang, Kong-Beng Thei, Sheng-Fu Tsai, Wen-Chau Liu. IEEE Trans. Electron Dev., **50**, 1413 (2003).
- [10] С.А. Колосов, Ю.В. Клевков, А.Ф. Плотников. ФТП, **38**, 305 (2004).
- [11] С.А. Колосов, Ю.В. Клевков, А.Ф. Плотников. ФТП, **38**, 473 (2004).
- [12] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978) гл. VII.
- [13] A.F. Mayadas, M. Shatzkes. Phys. Rev. B, **1**, 1382 (1970).
- [14] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977) гл. XIV.
- [15] D. Maier-Schneider, A. Koprululu, S. Ballhausen Holm, E. Obermeier. J. Micromech. Microeng, **6**, 436 (1996).
- [16] А.И. Ансельм, В.И. Клячкин. ЖЭТФ, **22**, 297 (1952).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **The scattering of charge carriers at grain boundaries in polycrystalline silicon films**

*V.A. Gridchin, V.M. Lubimsky, A.G. Moiseev*

Novosibirsk State Technical University,  
630092 Novosibirsk, Russia

**Abstract** The scattering of charge carriers on grains boundaries potential barriers in polycrystalline silicon films is considered. The influence of this mechanism of scattering on the mobility of charge carriers is analyzed. The results of calculations are in satisfactory agreement with experimentally observed holes mobility. The model developed can be used while considering other kinetic phenomena.