

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВАХ И ГАХ ГОРЯЧИХ ДЫРОК КРЕМНИЯ

Гавриленко В. И., Красильник З. Ф., Никоноров В. В.,  
Стариков Е. В., Шикторов П. Н.

Экспериментально исследованы вольт-амперные (ВАХ) и гаусс-амперные (ГАХ) характеристики горячих дырок кремния в сильном электрическом ( $E \parallel [100]$ ) и магнитном  $B \parallel E$  и  $B \perp E$  полях при  $T=77$  К. Методом Монте-Карло рассчитаны температурные зависимости дрейфовой подвижности и полевые зависимости дрейфовой скорости в скрещенных и продольных электрическом и магнитном полях. На основе сопоставления теоретических и экспериментальных данных показано, что наилучшее согласие достигается для моделей валентной зоны Si с умеренной гофрировкой подзоны тяжелых дырок.

*Введение.* Как известно, изоэнергетические поверхности тяжелых дырок в полупроводниках со структурой алмаза представляют собой сильно деформированные — «гофрированные» сферы. Благодаря значительной (по сравнению с подзоной легких дырок) плотности состояний подавляющее большинство дырок находится в тяжелой подзоне. Последнее обуславливает существенное влияние степени и характера анизотропии закона дисперсии на кинетические эффекты: дрейфовые и гальваномагнитные характеристики в постоянном электрическом [1, 2] и скрещенных электрическом и магнитном полях [3-5], невзаимность по отношению к смене на обратное направление магнитного поля в  $E \perp B$  полях [3-6] и т. п. Кроме того, гофрировка приводит к возникновению ряда новых эффектов, связанных с существованием в импульсном пространстве областей отрицательных эффективных масс носителей [7, 8].

Параметры гофрированного закона дисперсии тяжелых дырок наиболее хорошо известны в Ge. Для валентной зоны кремния на сегодняшний день не существует общепринятой модели с устоявшимся набором параметров, удовлетворительно описывающей кинетику горячих дырок, хотя рассмотрение моделей зоны и механизмов рассеяния проводилось достаточно широко (см., например, [2, 9-15] и дальнейшие ссылки в этих работах). Для подбора параметров модели использовались в основном температурные зависимости дрейфовой подвижности  $\mu_D(T)$ , отражающие усредненные по импульсному пространству характеристики закона дисперсии и механизмов рассеяния. Поскольку в определении  $\mu_D(T)$  входят произведения плотности состояний и констант взаимодействия дырок с фононами, почти всегда удается подогнать результаты расчета под эксперимент, ограничившись лишь подбором констант взаимодействия в достаточно широком интервале значений параметров закона дисперсии (ср., например, результаты работ [2, 10-12, 14]).

Более широкие возможности для определения параметров зонной структуры представляют данные по анизотропии дрейфовой скорости в постоянном электрическом поле  $E$  [2, 9, 10], которые дают информацию об эффективных массах в выделенных электрическим полем направлениях. Дополнительные сведения могут быть получены при наложении наряду с электрическим магнитного поля, обеспечивающего сканирование импульсного пространства в плоскости, перпендикулярной  $B$ . Здесь наиболее информативным представляется исследование продольного магнитосопротивления, когда электрическое и магнитное поля направлены вдоль направления [100] — оси конуса отрицательных масс.

В этом случае, как было показано в работе [16], из-за гофрировки в импульсном пространстве образуется пять конусов циклотронного вращения дырок. В центральном конусе отрицательных масс дырки дрейфуют вдоль направления [100], а в четырех боковых — вдоль направлений, близких к направлениям типа [111] [17]. Уход дырок в боковые конусы может достигать 80 % и обуславливать значительное уменьшение продольного тока [17-19].

В настоящей работе предпринята попытка уточнить константы, входящие в закон дисперсии и описывающие основные механизмы рассеяния тяжелых дырок в кремнии, на основе сопоставления измеренных ГАХ и ВАХ горячих дырок в скрещенных  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$  и продольных  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  полях, а также ранее известных температурно-дрейфовых характеристик  $p$ -Si [2] с соответствующими расчетами методом Монте-Карло. Первоначально для каждого набора зонных констант ( $A, B, C$ ) подбирались значения констант взаимодействия дырок с фононами путем подгонки температурных зависимостей дрейфовой подвижности  $\mu_D(T)$ . Полученные таким образом полные наборы констант использовались для сопоставления расчетов методом Монте-Карло с экспериментальными зависимостями дрейфовых скоростей  $v_d(\mathbf{E})$  в направлениях [100] и [111] при  $T=80$  и  $300$  К. Затем для наборов констант, дающих наилучшее согласие с экспериментом, моделировались ГАХ и проводились сопоставления с результатами измерений.

## 1. Модели закона дисперсии и механизмов рассеяния тяжелых дырок в кремнии

В качестве модели закона дисперсии дырок в кремнии было выбрано непараболическое гофрированное приближение [20], в рамках которого закон дисперсии дырок можно записать в виде кубического уравнения, три корня которого при фиксированном значении волнового вектора  $\mathbf{k}$  соответствуют значениям энергии в легкой  $\epsilon_l(\mathbf{k})$ , тяжелой  $\epsilon_h(\mathbf{k})$  и спин-отщепленной  $\epsilon_s(\mathbf{k})$  подзонах:

$$(\epsilon - bk^2)^3 + q_1(\epsilon - bk^2)^2 + q_2(\epsilon - bk^2) + q_3 = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon(\mathbf{k})$  — энергия дырки, отсчитывается в сторону отрицательных значений,

$$\begin{aligned} q_1 &= \Delta - ak^2, \\ q_2 &= (a^2 - n^2)\psi(\mathbf{k}) - \frac{2}{3}\Delta ak^2, \\ q_3 &= (3an^2 - 2n^3 - a^3)\xi(\mathbf{k}) - \frac{\Delta}{3}(n^2 - a^2)\psi(\mathbf{k}), \\ \psi(\mathbf{k}) &= k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\xi(\mathbf{k}) = k_x^2 k_y^2 k_z^2,$$

$$a = (L - M) \frac{\hbar^2}{2m_0},$$

$$b = (M + 1) \frac{\hbar^2}{2m_0},$$

$$n = N \frac{\hbar^2}{2m_0},$$

$\Delta$  — энергетический зазор между вырожденными при  $\mathbf{k}=0$  легкой и тяжелой подзонами и спин-отщепленной подзоной,  $L, M, N$  — безразмерные константы, связанные с константами  $A, B, C$ , соотношениями

$$A = (L + 2M)/3 + 1, \quad B = (L - M)/3, \quad C^2 = [N^2 - (L - M)^2]/3. \quad (3)$$

Вероятность рассеяния дырок на акустических и оптических фононах учитывалась в рамках независящих от  $\mathbf{k}$  матричных элементов, когда факторы перекрытия волновых функций заменяются усредненными по угловым координатам

значениями. В этом приближении частота рассеяния дырок  $\lambda$  пропорциональна усредненной по угловым координатам плотности конечных состояний:

$$\langle m_{D\gamma}^* k \rangle_{\gamma} = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} m_{D\gamma}^*(\varepsilon_{\gamma}, \varphi, \cos \theta) k_{\gamma}(\varepsilon_{\gamma}, \varphi, \cos \theta) d\varphi d \cos \theta, \quad (4)$$

где  $k_{\gamma}$  — абсолютное значение волнового вектора дырки в фиксированном направлении в импульсном пространстве при заданной энергии  $\varepsilon_{\gamma}$  в подзоне  $\gamma$  и

$$m_{D\gamma}^*(\varepsilon_{\gamma}, \gamma, \cos \theta) = \frac{\hbar^2}{2m_{\gamma}} \left[ \frac{\partial \varepsilon_{\gamma}(k)}{\partial k^2} \right]^{-1} \quad (5)$$

— локальная эффективная масса плотности состояний.

Тогда для деформационного оптического рассеяния из подзоны  $\beta$  в подзону  $\gamma$  получаем

$$\lambda_{D\beta} [\varepsilon_{\beta}(\mathbf{k})] = \frac{m_{\beta}(DK)^2}{2\pi\rho\hbar^2\omega_{\beta}} \left( N_{\gamma} + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) \langle m_{D\gamma}^* k \rangle \Big|_{\varepsilon_{\gamma}=\varepsilon_{\beta}(\mathbf{k}) \pm \hbar\omega_{\beta}}, \quad (6)$$

где  $\langle m_{D\gamma}^* k \rangle_{\gamma}$  — усредненная по углам плотность состояний в подзоне  $\gamma$  при энергии  $\varepsilon_{\gamma} = \varepsilon_{\beta}(\mathbf{k}) + \hbar\omega_{\beta}$ ,  $DK$  — оптический деформационный потенциал. Для акустического рассеяния вероятность принимает вид

$$\lambda_{DA} [\varepsilon_{\beta}(\mathbf{k})] = \frac{m_0 k_B T_0 E_{AK}^2}{\pi \hbar^2 \rho u^2} \langle m_{D\gamma}^* k \rangle_{\gamma}, \quad (7)$$

где  $T_0$  — температура решетки,  $k_B$  — константа Больцмана,  $\rho$  — плотность материала,  $u$  — скорость звука,  $E_{AK}$  — константа акустического деформационного потенциала. Использовались следующие значения констант:  $\rho = 2.34$  г/см<sup>3</sup>,  $\hbar\omega_0 = 60$  мэВ. Внутри- и межподзонное рассеяние на ионизированных примесях учитывалось в сферическом приближении закона дисперсии.

## 2. Основные наборы значений констант

В рамках вышеописанной модели валентную зону и основные механизмы рассеяния определяют шесть независимых констант: четыре зонных ( $A, B, C, \Delta$ ) и две константы акустического  $E_{AK}$  и оптического  $DK$  деформационных потенциалов. В таблице под номерами 1, 2, 3 приведены наиболее известные наборы

Параметры моделей дырочного кремния

№ модели	A	B	C	$E_{AK}$ , эВ	$DK$ , $10^9$ эВ/см
1	4.27	0.63	4.93	4.5	0.8
2	4.22	0.78	4.8	4.8	0.8
3	4.42	0.78	4.78	5.8	1.0
4	4.27	0.71	4.75	5.2	0.9
5	4.32	0.79	4.79	5.3	0.9

значений констант  $A, B, C$ , взятые из работ [2, 10, 13] соответственно. Первый набор впервые получен в [21] на основе анализа экспериментальных данных по циклотронному резонансу. Отметим, что для констант  $B$  и  $C$  там же приведены погрешности определения, равные  $\Delta B = \pm 0.08$  и  $\Delta C = \pm 0.18$  соответственно. Этот набор является наиболее общепринятым и широко используется в различных расчетах. В частности, в рамках закона дисперсии (1) было показано [11], что он хорошо описывает экспериментальные данные по температурной зависимости дрейфовой подвижности  $\mu_D(T)$ . Второй набор основан на сопоставлении рассчитанных и измеренных полевых зависимостей дрейфовой скорости и коэффициента диффузии в  $p$ -Si [10]. Хотя это сопоставление и проведено достаточно полно (широкий интервал температур решетки и приложенных полей, иссле-

дованные анизотропии и т. д.), однако использованная в этих расчетах модель зонной структуры носит скорее феноменологический характер и может рассматриваться лишь как грубое приближение закона дисперсии (1). Поэтому применимость этого набора для гофрированного непараболического закона дисперсии (1) требует дополнительной проверки. Третий набор предложен в работах [12, 13] на основе расчета  $\mu_D(T)$  в рамках полного закона дисперсии (1).

Нами был рассмотрен еще целый ряд наборов констант  $A, B, C$ . Наиболее удачные (на наш взгляд) приведены в таблице под номерами 4 и 5. Набор 4 соответствует крайним значениям констант  $B$  и  $C$  набора 1, которые выбраны таким образом, чтобы уменьшить анизотропию зоны. Набор 5 является «средним арифметическим» 2 и 3.

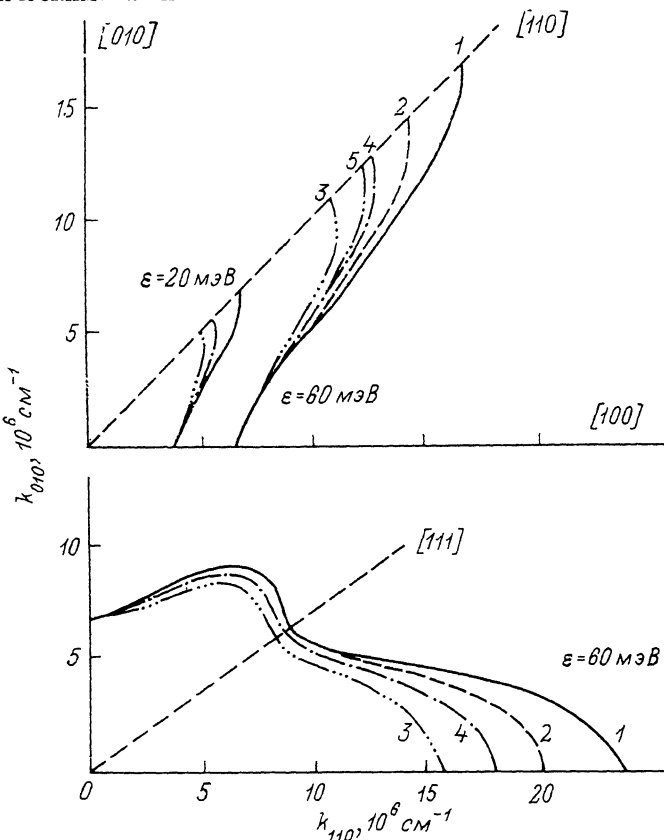


Рис. 1. Сечения изоэнергетических поверхностей плоскостями  $k_{001}=0$  (а) и  $k_{110}=0$  (б).

Нумерация кривых соответствует нумерации наборов значений констант, представленных в таблице.

На рис. 1 приведены сечения изоэнергетических поверхностей плоскостями  $k_{001}=0$  (а) и  $k_{110}=0$  (б). Нумерация кривых соответствует нумерации наборов зонных констант. Как видно из рисунка, наборы 1, 2 соответствуют сильной гофрировке изоэнергетических поверхностей, 4, 5 — умеренной, 3 — слабой.

При описании кинетических характеристик значения констант деформационных потенциалов акустического и оптического рассеяния, определяющих частоту рассеяний, строго независимыми рассматривать нельзя, поскольку частоту рассеяний определяет их произведение на плотность состояний в подзоне [см. (6) и (7)]. При переходе от одного набора констант к другому плотность состояний изменяется, и для того чтобы оставалась неизменной частота рассеяния, необходимо менять значения  $E_{AK}$  и  $DK$ . Для подбора значений  $E_{AK}$  и  $DK$  при фиксированных значениях зонных констант  $A, B, C$  и  $\Delta$  использовались температурные зависимости дрейфовой подвижности, измеренные в чистых образцах  $p$ -Si [14] (рис. 2, сплошная кривая). Расчет подвижности проводился в соответствии с работой [11]. При  $T < 100 \text{ К}$  величина подвижности определяется

в основном акустическим рассеянием, поэтому константу  $E_{AK}$  можно однозначно определить, совмещая расчетную низкотемпературную подвижность с измеренной. (Вообще говоря, подгоняется константа  $E_{AK}/u$ , где  $u$  — некоторая скорость звука, включающая как продольную, так и поперечные компоненты. Мы полагаем скорость  $u$  постоянной для всех моделей и равной продольной скорости звука  $u_l = 9.04 \cdot 10^3$  м/с). При  $T > 200$  К определяющую роль начинает играть оптическое рассеяние, и этот участок зависимости  $\mu_D(T)$  использовался для подгонки константы  $DK$  при уже подобранной константе  $E_{AK}$ .

Указанную процедуру, т. е. наложение теоретической кривой на экспериментальные данные, удается провести почти для всех рассмотренных моделей. При переходе от одного набора значений констант  $A, B, C$  к другому наиболее сильно меняется константа акустического потенциала (см. таблицу). Как и следовало ожидать, она тем выше, чем меньше плотность состояний. Константа оптического деформационного потенциала близка для всех наборов и равна  $DK = (0.9 \pm 0.1) 10^9$  эВ/см. В качестве примера на рис. 2 приведена температурная зависимость  $\mu_D(T)$ , рассчитанная для набора 4 (точки).

### 3. Методика моделирования

Для моделирования процесса разогрева дырок в электрическом и магнитном полях использовалась стандартная процедура одночастичного метода Монте-Карло (см., например, [9]). Свободное движение дырок в импульсном пространстве под влиянием  $E \parallel B$  и  $E \perp B$  полей рассчитывалось путем численного решения методом Рунге-Кутты 4-го порядка уравнения движения  $d\mathbf{p}/dt = e[\mathbf{E} + \mathbf{v}(\mathbf{p}) \times \mathbf{B}]$ , где  $\mathbf{v}(\mathbf{p}) = d\epsilon(\mathbf{p})/d\mathbf{p}$  — скорость дырки с импульсом  $\mathbf{p}$ . Аналити-

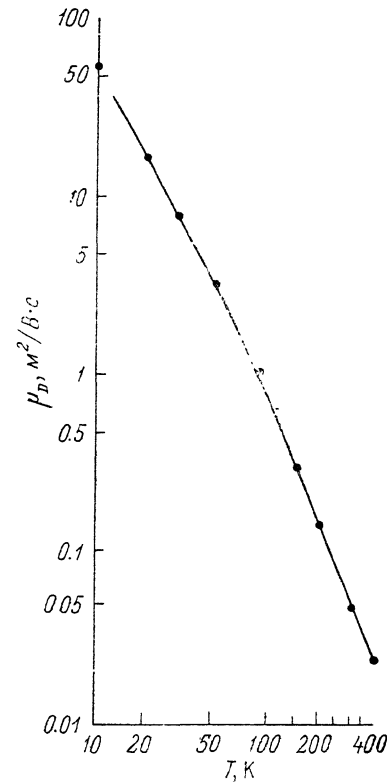


Рис. 2. Температурная зависимость дрейфовой подвижности в чистом  $p$ -Si.

Сплошная линия — эксперимент [4], точки — теория для модели 4.

ческие выражения для  $\mathbf{v}(\mathbf{p})$  были получены путем дифференцирования уравнения (1) по компонентам импульса  $p_x, p_y, p_z$ . Усреднение по времени осуществлялось с помощью суммирования по равноотстоящим моментам времени  $t_{i+1} = t_i + \Delta t$ , что наиболее целесообразно при численном решении уравнения движения. Энергетические зависимости плотности состояний в подзонах (4) и суммарной вероятности рассеяния  $\lambda(\epsilon) = \lambda_{ac}(\epsilon) + \lambda_{op}(\epsilon) + \lambda_{imp}(\epsilon)$  табулировались перед началом моделирования. На траектории свободного пробега момент рассеяния  $\tau$  определяется из условия

$$-\ln r = \int_0^{\tau} \lambda[\epsilon(t')] dt', \quad (8)$$

где вычисление интеграла от вероятности рассеяния проводится численно по мере движения моделируемой частицы по траектории движения,  $r$  — случайное число, равномерно распределенное на интервале  $[0, 1]$ . Такая процедура полностью исключала саморассеяния в процессе моделирования.

Конечное состояние после рассеяния разыгрывалось с помощью процедуры Фон Неймана. На первом шаге осуществляется розыгрыш единичного вектора  $e$ , возможные направления которого равномерно распределены по сфере. Затем

в соответствии с уравнением (1) в направлении  $\mathbf{e}$  определяется модуль волнового вектора  $k_x$ , соответствующий энергии конечного состояния дырки после рассеяния  $\epsilon_i$ , и значение локальной плотности состояний  $\langle m_D^* k \rangle$  в точке  $\mathbf{k}_i = \mathbf{e}k_x$  импульсного пространства. В случае выполнения условия

$$\hat{r} < \langle m_D^* k \rangle / \langle m_D^* k \rangle_{\max}, \quad (9)$$

где  $\langle m_D^* k \rangle_{\max}$  — максимальное значение локальной плотности состояний на изоэнергетической поверхности  $\epsilon(\mathbf{k}) = \epsilon_i$ , состояние с волновым вектором  $\mathbf{k}_i = \mathbf{e}k_x$  принимается за начальное для следующего свободного пробега. В противном случае вся процедура повторяется до тех пор, пока условие (9) не будет выполнено.

#### 4. Полевые зависимости дрейфовой скорости $v_D(E)$

Расчитанные методом Монте-Карло зависимости дрейфовой скорости дырок от электрического поля сопоставлялись с измеренными в работе [2] значениями  $v_D(E)$  в чистом  $p$ -Si ( $N_i < 10^{13}$  см) при  $T=80$  и  $300$  К. Примесное рассеяние в расчетах не учитывалось. При  $T=80$  К доминирующим механизмом рассеяния дырок является рассеяние на акустических фононах. Поэтому зависимости  $v_D(E)$ , измеренные при  $T=80$  К для двух ориентаций электрического поля

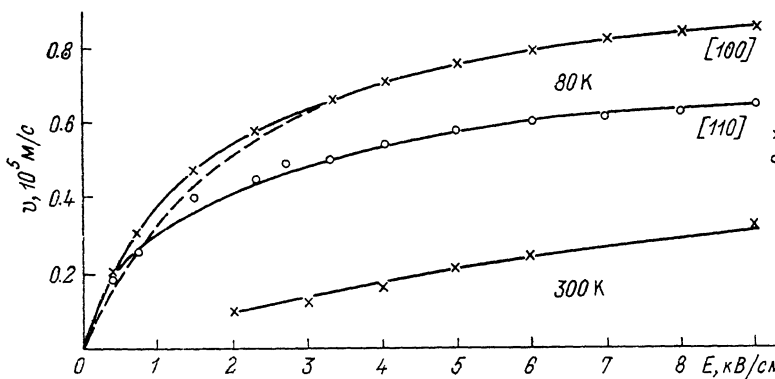


Рис. 3. Полевые зависимости дрейфовой скорости чистых образцов.

Сплошные линии — эксперимент [2], 1, 2 — теория для модели 4: 1 —  $E \parallel [100]$ , 2 —  $E \parallel [110]$ . Штриховая линия — эксперимент настоящей работы.

$E \parallel [100]$  и  $E \parallel [111]$ , соответствующих максимальной анизотропии ВАХ, использовались как для тестирования различных наборов констант  $A$ ,  $B$ ,  $C$  (т. е. проверялось, насколько правильно данный набор описывает анизотропию дрейфовой скорости), так и для дополнительной корректировки константы акустического рассеяния  $A_{AK}$  (вариации  $DK$  в пределах нескольких десятков процентов не оказывают при  $T=80$  К сколько-нибудь существенного влияния на  $v_D(E)$  при  $E < 10$  кВ/см). Далее рассчитывалась зависимость  $v_D(E)$  при  $T=300$  К и при необходимости проводилась дополнительная корректировка константы оптического рассеяния  $DK$  [при комнатных температурах анизотропия  $v_D(E)$  отсутствует вплоть до  $E \approx 10-15$  кВ/см]. Пример такого сопоставления результатов расчета для набора значений констант 4 и экспериментальных данных [2] приведен на рис. 3. Хорошее совпадение с экспериментом получено также для наборов 1 и 5, в то время как для наборов 2 и 3 такого согласия достичь не удалось. Анизотропия  $v_D(E)$  для 2 больше, а для 3 меньше, чем наблюдается на эксперименте (это, собственно, и явилось причиной возникновения набора 5 как «среднего арифметического» наборов 2 и 3, см. таблицу). Таким образом, сопоставление рассчитанных и измеренных зависимостей  $v_D(E)$  позволяет несколько сузить (по сравнению с подгонкой по температурной зависимости подвижности) область возможных значений констант  $A$ ,  $B$  и  $C$ . Тем не менее это не позволяет сделать вывод о степени гофрированности закона дисперсии тяже-

ных дырок, поскольку набор значений сильной гофрировкой (1) и умеренной гофрировкой (4 и 5) удовлетворительно описывают экспериментальные данные по анизотропии  $v_D(E)$ .

## 5. Гаусс-амперные характеристики

В работе исследовались ГАХ и ВАХ образцов  $p$ -Si марки КДБ-80 с концентрацией дырок около  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Образцы вырезались в виде прямоугольных пластинок размерами  $7 \times 7 \times 1.5 \text{ мм}$  так, что все ребра были ориентированы вдоль направлений типа  $\{100\}$ . Электрические контакты наносились на поверхности

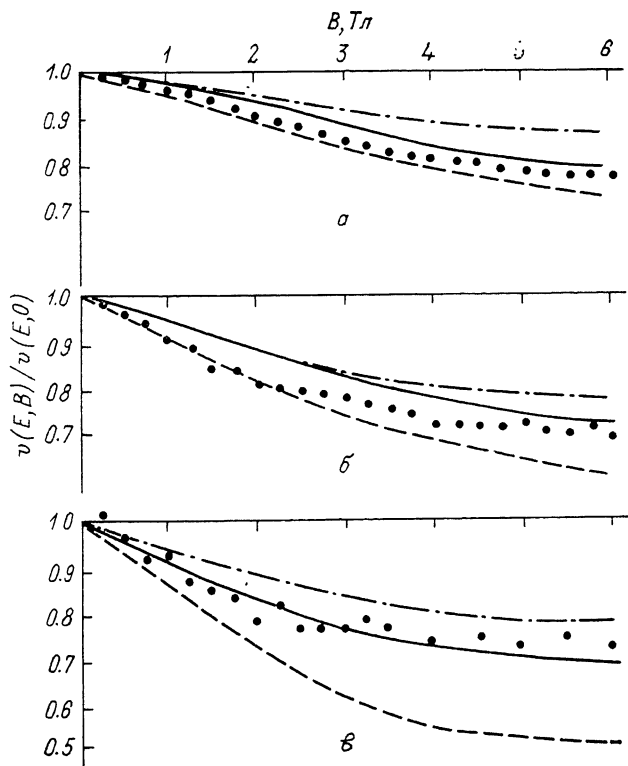


Рис. 4. ГАХ в  $E \parallel B \parallel \{100\}$  полях.

Точки — эксперимент, линии — расчет для моделей 4 и 5 (сплошная кривая), 1 (штриховая), 3 (штрихпунктирная).  $E$ , кВ/см: а — 3.33, б — 1.47, в — 0.73.

$7 \times 7 \text{ мм}$  путем напыления Al с последующим вжиганием. Измерения проводились в импульсных электрическом и магнитном полях в режиме одиночных импульсов. Образец  $p$ -Si располагался в центре импульсного соленоида непосредственно в жидком азоте. Через тиристорный ключ соленоид подключался к емкости, которая медленно заряжалась от источника постоянного напряжения. Открывание ключа происходило автоматически, когда напряжение на емкости достигало заданной величины. Импульс тока через соленоид (и соответственно импульс магнитного поля) имел форму полуволны синусоиды длительностью около 4 мс. Измерения ГАХ проводились на «плоской» вершине импульса магнитного поля; длительность импульса электрического поля составляла около 5 мкс. Измерения ВАХ при  $B=0$  проводились аналогично. На рис. 3 штриховой линией представлена ВАХ исследованных образцов, отнормированная к значению дрейфовой скорости при  $E=3.3 \text{ кВ/см}$ . Измеренные и рассчитанные ГАХ  $p$ -Si в продольных  $E \parallel B \parallel \{100\}$  полях представлены на рис. 4. И теория, и эксперимент дают заметное уменьшение дрейфовой скорости дырок с ростом магнитного поля. Видно, что расчет для набора значений констант 1, соответствующего сильной гофрировке, переоценивает эффект уменьшения скорости, а набор 3 (слабая гофрировка) недооценивает этот эффект. Наилучшее согласие

с экспериментом дают наборы с умеренной гофрировкой 4 и 5, для которых значения  $v_D(E)$  близки между собой и представлены на рис. 4 одной сплошной линией.

На рис. 5 представлены ГАХ образца  $p$ -Si в скрещенных  $E \perp B$  полях ( $E \parallel [100]$ ,  $B \parallel [001]$ ). В этом случае имеется заметное расхождение результатов расчетов с экспериментом, причем различие разных моделей между собой меньше, чем их отличие от экспериментальных данных. По-видимому, это связано с тем, что в эксперименте недостаточно хорошо выполнялось условие «короткого» образца (отношение размеров образца в направлении холловского

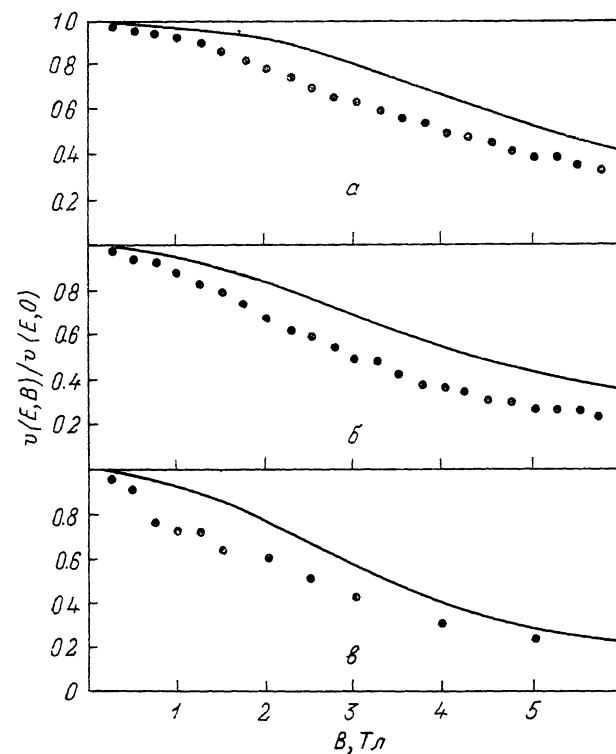


Рис. 5. ГАХ в  $E \perp B$  полях.

Точки — эксперимент, линии — расчет для модели 4.  $E \parallel [100]$ . а, б —  $B \parallel [001]$ , в —  $B \parallel [011]$ .  $E$ , кВ/см: а — 3.33, б — 2.27, в — 1.47.

дрейфа и в направлении приложенного электрического поля составляло 7 : 1.5), и направление полного электрического поля не совпадало с осью [100].

**Выводы.** Рассмотренные в работе модель закона дисперсии и механизмы рассеяния тяжелых дырок в кремнии позволяют достаточно хорошо описать известные температурные зависимости подвижности, а также вольт-амперные и гаусс-амперные характеристики горячих носителей в  $p$ -Si. Наилучшее согласие теории и эксперимента достигается при использовании набора значений констант (4, 5), соответствующих умеренной гофрировке изоэнергетической поверхности тяжелых дырок. Полученный результат представляется важным для детальных расчетов эффектов горячих дырок в сильных  $E$ ,  $B$  полях и анализа возможностей получения стимулированного излучения на различных типах переходов в валентной зоне (см., например, [3, 5, 8, 18, 19, 22]).

#### Список литературы

- [1] Reggiani L., Canali C., Nava F., Ottaviani G // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 6. P. 2781—2791.
- [2] Ottaviani G., Reggiani L.; Canali C., Nava F., Alberigi-Quaranta A. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 18. P. 3318—3329.



- [3] Пожелла Ю. К., Стариков Е. В., Шикторов П. Н. // Лит. физ. сб. 1985. Т. 25. № 4. С. 7—16.
- [4] Муравьев А. В., Нефедов И. М., Ноздрин Ю. Н., Шастин В. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1728—1736.
- [5] Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Чернобровцева М. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 484—488.
- [6] Муравьев А. В., Ноздрин Ю. Р., Шастин В. Н. // Тез. докл. VI Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Вильнюс, 1986. С. 212.
- [7] Křómer H. // Prog. Semicond. London, 1960. V. 4. P. 3—28.
- [8] Андронов А. А., Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 1. С. 367—384.
- [9] Jacoboni C., Reggiani L. // Rev. Mod. Phys. 1983. V. 55. N 3. P. 645—705.
- [10] Reggiani L., Brunetti R., Normantas E. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 4. P. 1212—1215.
- [11] Nakagawa H., Zukonynski S. // Can. J. Phys. 1977. V. 55. P. 1485—1491.
- [12] Takeda K., Sakui K., Sakata M. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1982. V. 15. P. 767—776.
- [13] Takeda K., Taguchi A., Ohta E., Sakata M. // Keio Sci. Techn. Rep. 1982. V. 35. N 10. P. 169—184.
- [14] Szmulowicz F. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 5. P. 485—487.
- [15] Szmulowicz F. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 6. P. 4031—4047.
- [16] Коган Ю. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. В. 6. С. 1854—1865.
- [17] Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 8. С. 373—376.
- [18] Стариков Е. В., Шикторов П. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 532—535.
- [19] Красильник З. Ф., Додин Е. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 585—591.
- [20] Kane E. O. // J. Phys. Chem. Sol. 1956. V. 1. P. 82—99.
- [21] Balslev I., Lawaetz P. // Phys. Lett. 1965. V. 19. N 1. P. 6—7.
- [22] Андронов А. А., Мазов Л. С., Митягин Ю. А. и др. Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках. Горький, 1986. 157 с.

Институт физики полупроводников АН Литвы  
Вильнюс  
Институт прикладной физики АН СССР  
Нижний Новгород

Получена 17.02.1991  
Принята к печати 19.02.1991