

О СООТНОШЕНИИ ПОДВИЖНОСТЕЙ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ *n*- И *p*-ТИПА

Грессеров Б. Н., Мнацаканов Т. Т.

Получены соотношения, связывающие подвижности основных и неосновных носителей заряда в полупроводниках *n*- и *p*-типа. На основе этих соотношений проанализированы результаты экспериментальных исследований подвижности дырок в образцах кремния, различающихся типом проводимости. Показано, что за счет электронно-дырочных столкновений дырки в *n*-материале оказываются менее подвижными, чем в *p*-материале. Получена зависимость подвижности $\mu_{pн}$, определяемой электронно-дырочным рассеянием, от концентрации основных носителей — электронов.

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию подвижности носителей заряда в полупроводниках. Большая практическая значимость зависимости подвижности от концентрации легирующих примесей, температуры и т. д. для описания работы современных биполярных полупроводниковых устройств явилась причиной появления нескольких десятков экспериментальных работ, посвященных этому вопросу. Методики, используемые в этих работах, хорошо известны [1]. Тем не менее разброс экспериментальных значений, получаемых разными авторами, оказывается большим. Например, различия результатов измерения подвижности дырок при $T=300$ К в кремнии *n*-типа, особенно в области больших концентраций доноров $N_d > 10^{16}$ см⁻³, приведенных в работах [2-10], превышают 100 %. Сравнение этих данных с результатами измерения подвижности дырок в материале *p*-типа [11-13] показывает, что соотношение между экспериментальными значениями $\mu_p^{(o)}$ и $\mu_p^{(no)}$ различных авторов (здесь для подвижности дырок в *p*-материале введено обозначение $\mu_p^{(o)}$, а в *n*-материале — соответственно $\mu_p^{(no)}$) может быть описано любым из неравенств $\mu_p^{(o)} \geq \mu_p^{(no)}$.

Методические трудности при определении подвижности основных носителей в полупроводниках хорошо известны и многократно обсуждались в литературе. В то же время анализ методик определения подвижности неосновных носителей заряда показывает, что в них неправильно учитывается влияние рассеяния неосновных носителей заряда на основных, что, по нашему мнению, может приводить к существенной погрешности при интерпретации результатов измерений.

Обычно считают, что электронно-дырочное рассеяние начинает влиять на перенос носителей заряда в полупроводниках и полупроводниковых структурах лишь при высоком уровне инжекции последних. На основании этого при описании переноса носителей заряда в эксперименте Хейнса—Шокли используются обычные соотношения диффузионно-дрейфовой теории. В другом наиболее распространенном методе вместо подвижности носителей измеряется их коэффициент диффузии, а затем с использованием соотношения Эйнштейна вычисляется величина подвижности. Цель нашей работы заключается в том, чтобы показать, что такой подход не всегда позволяет адекватно интерпретировать результаты измерений и в конечном итоге приводит к неправильному описанию переноса неосновных носителей заряда.

Рассмотрим для определенности два однородно легированных кремниевых

образца n - и p -типа. Выражения для токов носителей заряда, корректно учитывающие вклад электронно-дырочных столкновений, удобно записать в виде [14, 15]

$$\begin{aligned} j_p &= q\mu_p^p E - qD_p^p \frac{dp}{dx} - qn\mu_n^p E - qD_p^n \frac{dn}{dx}, \\ j_n &= qn\mu_n^n E + qD_n^n \frac{dn}{dx} - qp\mu_n^p E + qD_n^p \frac{dp}{dx}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \mu_p^p &= \mu_n \frac{\mu_{np}(\mu_{pn} + \mu_p)}{\Delta}, \quad \mu_n^p = \frac{\mu_{np}\mu_n\mu_p}{\Delta}, \quad D_n^n = \frac{k_B T}{q} \mu_n^p, \quad D_p^p = \frac{k_B T}{q} \mu_n^p, \\ \Delta &= \mu_{np}\mu_{pn} + \mu_{np}\mu_p + \mu_{pn}\mu_n, \end{aligned}$$

а μ_p^p , μ_n^p , D_p^p , D_n^p получаются из этих выражений заменой $n \rightarrow p$, $p \rightarrow n$. Входящие в (1) подвижности μ_n и μ_p определяются рассеянием на фононах, примесях и других внешних по отношению к электронно-дырочной системе рассеивателях, а подвижности μ_{np} и μ_{pn} — столкновениями электронов с дырками.

В однородно легированных образцах выражениям (1) можно придать стандартный вид, введя эффективные величины $\tilde{\mu}_p = \mu_p^p - \frac{n}{p}\mu_n^p$, $\tilde{\mu}_n = \mu_n^n - \frac{p}{n}\mu_n^p$, $\tilde{D}_p = D_p^p + D_n^p$, $\tilde{D}_n = D_n^n + D_n^p$:

$$\begin{aligned} j_p &= q\mu_p^p E - q\tilde{D}_p \frac{dp}{dx}, \\ j_n &= qn\tilde{\mu}_n E + q\tilde{D}_n \frac{dn}{dx}. \end{aligned} \quad (2)$$

Используя приведенные выше выражения для μ_n^n , μ_p^p , μ_n^p , μ_p^p , можно эффективные кинетические коэффициенты преобразовать следующим образом. Рассмотрим для определенности материал n -типа. Тогда при низком уровне инжекции $n \simeq N_d \gg p$ (здесь N_d — концентрация доноров) справедливы неравенства

$$\mu_{np} \gg \mu_{pn}, \quad \mu_{np} \gg \mu_n, \quad \mu_p^p. \quad (3)$$

Используя (3), легко получить

$$\begin{aligned} \mu_p^{(no)} &\equiv \tilde{\mu}_p = \mu_p \frac{\mu_{pn} - \mu^0}{\mu_{pn} + \mu_p}, \quad \mu_n^{(no)} \equiv \tilde{\mu}_n = \mu_n, \\ \tilde{D}_p &= D_p \frac{\mu_{pn}}{\mu_{pn} + \mu_p}, \quad \tilde{D}_n = D_n \frac{\mu_{pn} + 2\mu_p}{\mu_{pn} + \mu_p}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (4) следует, что выражение для тока неосновных носителей — дырок имеет вид

$$j_p = q\mu_p^p \frac{\mu_{pn} - \mu_n}{\mu_{pn} + \mu_p} E - qD_p \frac{\mu_{pn}}{\mu_{pn} + \mu_p} \frac{dp}{dx}, \quad (5)$$

причем входящие в него эффективные подвижности $\mu_p^{(no)}$ и коэффициент диффузии $D_p^{(no)}$ связаны соотношением, отличающимся от соотношения Эйнштейна для невырожденных носителей,

$$\mu_p^{(no)} = \frac{q}{k_B T} \frac{\mu_{pn} - \mu_n^{(no)}}{\mu_{pn}} D_p^{(no)}. \quad (6)$$

Причина нарушения соотношения Эйнштейна заключается в формальном объединении компонент увлечения тока с диффузионной и дрейфовой компонентами и подробно обсуждалась ранее [14, 15]. Только в пределе слабого электронно-дырочного рассеяния, т. е. при $\mu_{pn} \gg \mu_n^{(o)}$, $\mu_p^{(o)}$, из (4), (5) следует привычное выражение для токов, которые обычно используются при пересчете экспериментальных данных [2-10]. Легко оценить характерную концентрацию легирующих примесей, начиная с которой вклад рассеяния неосновных носителей заряда на основных становится существенным. Поскольку электронно-дырочные стол-

кновения обусловлены кулоновским взаимодействием носителей заряда, следует ожидать, что они станут существенными тогда же, когда начнется снижение подвижности основных носителей за счет рассеяния на заряженных примесях. Например, в кремнии при $T=300$ К, согласно результатам, приведенным в [1, 11-13], такое снижение начинается при $N > 10^{15}$ см⁻³. Это означает, что в указанной области концентраций примесей результаты измерения подвижности неосновных носителей необходимо дополнить и уточнить с учетом вклада рассеяния подвижных носителей заряда друг на друге. Следует также иметь в виду, что с понижением температуры вклад кулоновского рассеяния возрастает и это приводит к расширению области, в которой необходимо учи-

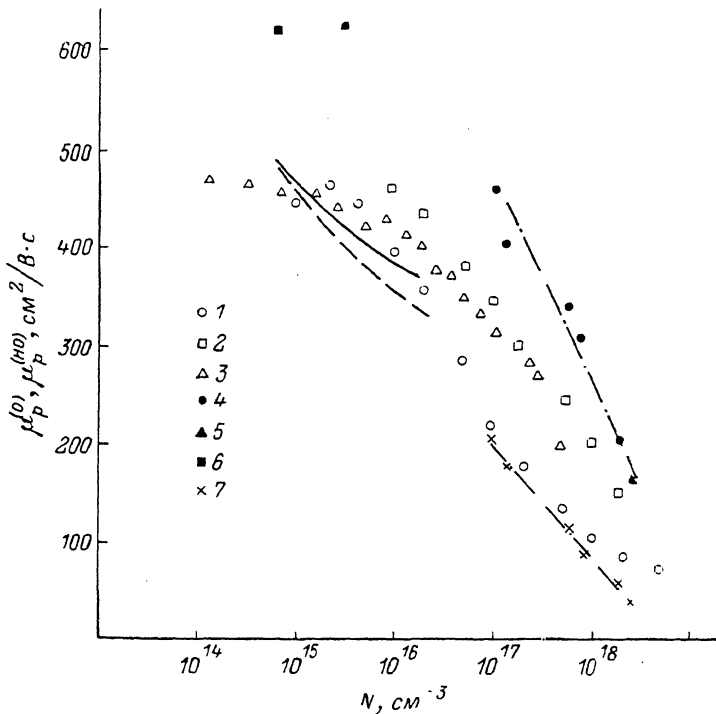


Рис. 1. Зависимость подвижности дырок $\mu_p^{(o)}$ и $\mu_p^{(no)}$ от уровня легирования полупроводника.

Значения $\mu_p^{(o)}$ из работ: 1 — [1], 2 — [11], 3 — [12], сплошная кривая — [2]. Значения $\mu_p^{(no)}$ из работ: 4 — [3], 5 — [4], 6 — [5], штриховая — [2]. 7 соответствует пересчету данных работ [3, 4] с учетом электронно-дырочного рассеяния.

тывать электронно-дырочные столкновения, в сторону меньших концентраций.

Дополнив выражения (4) и (5) аналогичными формулами для материала p-типа

$$\mu_p^{(o)} = \mu_p, \quad \mu_p^{(no)} = \mu_n \frac{\mu_{np} - \mu_p}{\mu_{np} + \mu_n}, \quad (7)$$

можно определить, в каком соотношении находятся подвижности основных и неосновных носителей заряда. Сравнивая теперь (4) и (7), легко установить существование следующих неравенств:

$$\begin{aligned} \mu_p^{(no)} &= \mu_p^{(o)} \left(1 - \frac{\mu_p^{(o)} + \mu_n^{(o)}}{\mu_{pn} + \mu_p^{(o)}} \right) \leq \mu_p^{(o)}, \\ \mu_n^{(no)} &= \mu_n^{(o)} \left(1 - \frac{\mu_n^{(o)} + \mu_p^{(o)}}{\mu_{np} + \mu_n^{(o)}} \right) \leq \mu_n^{(o)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Лишь в пределе слабого электронно-дырочного рассеяния, т. е. $\mu_{np}, \mu_{pn} \gg \mu_n^{(o)}, \mu_p^{(o)}$, подвижности основных и неосновных носителей заряда в материалах n- и

p -типа сравниваются. Согласно приведенной выше оценке, в кремнии при $T = 300$ К такое возможно лишь при $N \leq 10^{15}$ см $^{-3}$.

На рис. 1 приведены основные результаты измерения подвижности дырок в кремнии n -типа, полученные в последние годы. Из сравнения этих результатов с показанными на этом же рисунке данными работ [1, 11, 12], в которых определялась величина $\mu_p^{(0)}$, следует, что значения $\mu_p^{(HO)}$ из работ [3, 4, 9] не удовлетворяют условию (8). В то же время результаты, полученные Принсом [2], находятся в полном соответствии с неравенствами (8).

По нашему мнению, основная причина расхождения результатов работ [3, 4] с соотношениями (8) заключается в неучете влияния электронно-дырочных столкновений на перенос носителей заряда при обработке экспериментальных данных. Отметим, что применительно к использованной в [3, 4] методике определения $\mu_p^{(OH)}$ учет электронно-дырочного рассеяния сводится к замене обычного соотношения Эйнштейна $\mu_p = \frac{q}{k_B T} D_p$ на выражение вида (6). Поэтому экспери-

ментальные данные, приведенные на рис. 1, могут быть пересчитаны с учетом фигурирующего в (6) фактора $(\mu_{pn} - \mu_n^{(0)})/\mu_{pn}$. При этом величина $\mu_n^{(0)}$ может быть взята из независимого эксперимента [1, 13]. Для определения подвижности μ_{pn} можно использовать различные подходы. Во-первых, можно экстраполировать по-

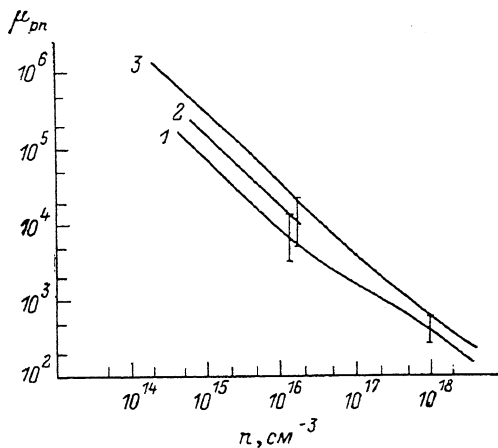


Рис. 2. Зависимость подвижности μ_{pn} от концентрации основных носителей заряда — электронов.

Расчет: 1 — по экстраполяционной формуле, предложенной в работе [13], 2 — по формуле (8) на основе экспериментальных данных Принса [2], 3 — в рамках модели Брукса—Херринга [19].

лученные при высоком уровне инжекции носителей заряда экспериментальные данные Данхойзера [16] и Краусса [17] на случай низкого уровня инжекции, как это предлагалось в работе [18]. Во-вторых, можно рассчитать величину μ_{pn} с помощью первой из формул (8), используя в качестве исходных экспериментальные данные Принса [2], приведенные на рис. 1. В-третьих, для расчета подвижности μ_{pn} можно использовать какую-либо из известных моделей, описывающих рассеяние заряженных частиц друг на друге, например модель Брукса—Херринга [19]. На рис. 2 приведены результаты расчета подвижности μ_{pn} , полученные с помощью указанных выше способов. Следует отметить значительную погрешность величины μ_{pn} , определенной первым и вторым способами, в области концентраций основных носителей — электронов, меньших 10^{16} см $^{-3}$. Причина этого заключается, во-первых, в разбросе исходных экспериментальных данных, приведенных в [2, 16, 17], во-вторых, в том, что в указанной области концентраций электронов вклад электронно-дырочного рассеяния мал по сравнению с вкладом рассеяний другого типа и его трудно выделить при обработке литературных данных. При увеличении концентрации основных носителей вклад электронно-дырочного рассеяния возрастает, это приводит к уменьшению поля погрешности кривой 1 на рис. 2. В области концентраций электронов, превышающих $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, кривые 1 и 3 на рис. 2 сближаются. При оценке различия кривых 1 и 3 следует, конечно, иметь в виду, что при расчете μ_{pn} в рамках модели Брукса—Херринга были использованы значения эффективных масс носителей заряда, позволяющие наилучшим образом описать их подвижность, определяемую рассеянием на заряженных примесях [20].

Используя полученные значения μ_{pn} , можно теперь пересчитать данные работ [3, 4]. Результаты такого пересчета показаны на рис. 1 крестиками.

Легко видеть, что с учетом сделанной поправки величины $\mu_p^{(но)}$ оказываются меньше, чем $\mu_p^{(0)}$, и удовлетворяют неравенству (8). В то же время следует отметить, что применение такой же процедуры пересчета к данным работы [9] не приводит к заметному изменению измеренных в ней значений $\mu_p^{(но)}$, поскольку влияние электронно-дырочных столкновений на перенос носителей заряда оказывается слабым при $n=10^{15}$ см⁻³. С этой точки зрения результаты работы [9] оказываются в противоречии с данными, полученными в [2-4], что, по нашему мнению, может быть связано с погрешностью предложенного в [9] метода, например с недостаточной точностью определения частоты, при которой нормализованная диффузионная проводимость обращается в единицу. Подчеркнем, что из всех известных к настоящему времени экспериментальных данных только результаты работы [9] не удовлетворяют неравенству (8).

Отметим также, что полученные выше значения μ_{pn} при низком уровне инжекции носителей имеют самостоятельный практический интерес. Согласно работе [21], электронно-дырочное рассеяние оказывает существенное влияние на инжектирующие свойства многослойных полупроводниковых структур.

В заключение сделаем три замечания.

1) Мы ограничились рассмотрением концентрации основных носителей заряда $\leq 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (рис. 1 и 2), поскольку при больших концентрациях в кремнии при $T=300$ К корреляционная энергия, обусловленная взаимодействием носителей заряда друг с другом, начинает превышать кинетическую энергию носителей. В этих условиях становится необходимым учет влияния корреляционных эффектов, а это существенно изменяет подход к описанию кинетических процессов в полупроводниках [22].

2) При выводе соотношений (4)–(7) мы полагали, что при столкновении электронов и дырок с заряженными примесями сечения рассеяния не зависят от знаков зарядов сталкивающихся частиц. Строго говоря, это справедливо только при учете столкновений в борновском приближении. Однако оценка границы области, в которой справедливо это приближение [23], показывает, что в кремнии при $T=300$ К она достигает концентрации основных носителей $\leq 10^{18}$ см⁻³. Согласно [24], точный учет столкновений на заряженных примесях становится существенным лишь при $N \geq 10^{19}$ см⁻³.

3) При концентрации легирующих примесей $N \simeq 10^{18}$ см⁻³ начинают проявляться эффекты сильного легирования, связанные с образованием примесных зон, изменением плотности состояний в валентной зоне, зоне проводимости и т. д. Можно показать, однако, что учет этих эффектов приводит к изменению величин кинетических коэффициентов, входящих в (1), но сама структура выражений для токов (1) остается такой же [18]. Это означает, что полученные выше неравенства (8) остаются справедливыми во всей рассмотренной нами области концентраций легирующих примесей.

Авторы благодарны А. С. Кюрегяну за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Jacoboni C., Canali C., Ottaviani G., Alberigi Quaranta A. // Sol. St. Electron. 1977. V. 20. N 2. P. 77–89.
- [2] Prince M. B. // Phys. Rev. 1954. V. 93. N 6. P. 1204–1206.
- [3] Dzewior J., Silber D. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 2. P. 170–172.
- [4] Burk D. E., De La Torre V. // Electron. Dev. Lett. 1984. V. EDL-5. N 7. P. 231–233.
- [5] Negroschel A., Lindholm F. A. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 2. P. 176–178.
- [6] Ching-Yuan Wu, Jehn-Fang Chen // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. N 7. P. 679–682.
- [7] Mertens R. P., van Meerbergen J. L., Nijs J. F., van Overstraeten R. J. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 9. P. 949–952.
- [8] Del Alamo J., Swirhun S., Swanson R. M. // Sol. St. Electron. 1985. V. 28. N 1/2. P. 47–54.
- [9] Negroschel A. // Electron. Dev. Lett. 1985. V. EDL-6. N 8. P. 425–427.
- [10] Del Alamo J., Swanson R. M. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. ED-34. N 7. P. 1580–1589.
- [11] Sze S. M., Irvin J. C. // Sol. St. Electron. 1968. V. 11. N 6. P. 599–602.
- [12] Thurber W. R., Mattis R. L., Liu Y. M., Filliben J. J. // J. Electrochem. Soc. 1980. V. 127. N 10. P. 2291–2294.
- [13] Thurber W. R., Mattis R. L., Liu Y. M., Filliben J. J. // J. Electrochem. Soc. 1980. V. 127. N 8. P. 1807–1812.

- [14] Мнацаканов Т. Т., Ростовцев И. Л., Филатов Н. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 7. С. 1293—1296.
- [15] Mnatsakanov T. T. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 143. N 1. P. 225—234.
- [16] Dannhäuser F. // Sol. St. Electron. 1972. V. 15. N 12. P. 1371—1375.
- [17] Krause J. R. // Sol. St. Electron. 1982. V. 15. N 12. P. 1377—1381.
- [18] Mnatsakanov T. T., Rostovtsev I. L., Philatov N. I. // Sol. St. Electron. 1987. V. 30. N 6. P. 579—585.
- [19] Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М., 1986. 304 с.
- [20] Li S. S. // Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. Issued March, 1977. N 400-33.
- [21] Грессеров Б. Н., Мнацаканов Т. Т. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 9. С. 1827—1829.
- [22] Артамонов Ю. А., Горбацевич А. А., Копаев Ю. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 5. С. 1393—1399.
- [23] Ансельм А. П. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
- [24] Bennett H. S. // Sol. St. Electron. 1983. V. 26. N 12. P. 1157—1162.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В. И. Ленина
Москва

Получена 1.06.1988
Принята к печати 19.05.1989