

ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$

Шаховцов В. И., Шаховцова С. И., Шварц М. М.,
Шпинар Л. И., Яскевец И. И.

Проведен анализ подвижности носителей тока в твердых растворах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ исходя из предположения о неоднородном распределении атомов Si по образцу. Показано, что экспериментально найденная температурная зависимость подвижности как в p -, так и в n -материале удовлетворительно описывается в рамках диффузионного приближения.

К настоящему времени механизм, лимитирующий подвижность носителей тока в твердых растворах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, остается неясным. В [1, 2] анализ подвижности авторы провели, исходя из представлений о флуктуациях состава $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. Так, считая вклады всех механизмов рассеяния носителей тока аддитивными, авторы [1] показали, что рассеяние носителей тока на статистических флуктуациях состава $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ приводит к температурной зависимости подвижности вида $\mu \sim T^{-1/2}$. В работе [1] также найдено, что такая температурная зависимость подвижности реализуется лишь в сравнительно узком температурном интервале (вблизи 70 К), а число атомов Si во флуктуациях $\sim 10^2$. Ряд экспериментальных данных по исследованию прыжковой проводимости [1], магнито-сопротивления [3] указывает на существование флуктуаций состава растворов $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. В частности, в [4] обнаружены области неоднородности (ОН) диаметром в несколько микрометров, обогащенные кремнием и содержащие повышенную по сравнению с матрицей концентрацию дефектов.

Существование ОН в Ge-Si , обогащенных атомами Si, не является неожиданным. Действительно, так как энергия связи Si-Si выше энергии связей Ge-Ge и Ge-Si , при образовании сплава $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ атомы кремния могут иметь тенденцию к образованию скоплений.

Далее мы проанализируем подвижность носителей тока в растворе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, исходя из предположения об его неоднородности. Если это так, то наличие достаточно больших кластеров атомов Si в матрице Ge приведет к появлению внутренних электрических полей с пространственным масштабом $L \geq l_D$ (l_D — длина дебаевского экранирования), как правило, превышающим длину свободного пробега носителей тока, обусловленную рассеянием на фононах ($\sim 10^2$ Å; см., например, [5]). В таком случае для описания влияния указанного типа неоднородностей на кинетические эффекты следует использовать подход, развитый в [6]. Покажем, что учет влияния ОН в диффузионном приближении позволяет удовлетворительно описать зависимость холловской подвижности $\mu_H(T)$ в области температур 100–300 К.

В [7] в диффузионном приближении было получено выражение для холловской подвижности

$$\mu_H = \mu_H^0 \frac{13(2-\epsilon)}{5-2\epsilon}, \quad \epsilon = \left\langle \exp\left(-\frac{2e\varphi}{kT}\right) \right\rangle \left\langle \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) \right\rangle^2, \quad (1)$$

где μ_H^0 — холловская подвижность в соответствующем однородном полупроводнике, $\varphi(r)$ — потенциал, обусловленный всеми N ОН,

$$\varphi(r) = \sum_{i=1}^N \varphi_{\text{ОН}}(r-r_i), \quad (2)$$

а $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всем возможным размещениям ОН.

Считая распределение ОН по всему образцу равновероятным, получим аналогично [8]

$$\ln\left(1 + \frac{3\Delta\mu}{1+2\Delta\mu}\right) = \frac{4\pi}{3} N_{\text{ОН}} \left[r_2^3 + \frac{3}{2} l_D r_2^2 \right], \quad (3)$$

где $\Delta\mu = (\mu_{\text{H}}^0 - \mu_{\text{H}})/\mu_{\text{H}}^0$, $N_{\text{ОН}}$ — концентрация ОН, а r_2 — расстояние от центра ОН, на котором $e\varphi_{\text{ОН}}(r_2) = kT$.

Обозначив концентрацию атомов Si, находящихся в составе ОН, через N'_0 (фактически N'_0 меньше полной концентрации N_0 введенного в образец кремния), имеем

$$\frac{4\pi}{3} N_{\text{ОН}} r_1^3 N_{\text{Si}} = N'_0, \quad (4)$$

где r_1 — геометрический размер ОН, а N_{Si} — концентрация атомов Si в ОН (в грубом приближении равная концентрации атомов в кристалле Si).

Наличие ОН приводит к появлению потенциала A , определяемого разностью положений уровней Ферми в матрице и в сферическом включении Si. Решение соответствующего уравнения Пуассона и последующее определение r_2 дают (см., например, [8])

$$r_2 = l_D \left[\left(1 + \frac{3Ar_1}{l_D kT} \right)^{1/3} - 1 \right]. \quad (5)$$

Из (3)–(5) находим

$$\ln\left(1 + \frac{3\Delta\mu}{1+2\Delta\mu}\right) = \left(\frac{N'_0}{N_{\text{Si}}} \right) y^3 \left[\frac{3}{2} + \frac{3\Phi_0}{y} - \frac{3}{2} \left(1 + \frac{3\Phi_0}{y} \right)^{3/2} \right], \quad (6)$$

где $y = l_D/r_1$, $\Phi_0 = A/kT$.

Из (6) следует, что зависимость $\Delta\mu(T)$ определяется изменением с температурой величин l_D ($\sim\sqrt{T}$) и Φ_0 .

Для количественного сравнения с приводимыми далее экспериментальными данными предположим, что положение уровня Ферми внутри ОН соответствует его положению в Si с собственной проводимостью. Такое предположение является, конечно, грубым и основано только на вероятностных соображениях, связанных с малостью доли объема, занимаемого ОН ($\sim 10^{-2}$), и малостью концентрации легирующей примеси ($\leq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). В таком случае

$$\Phi_0 = \frac{0.6}{kT} + \left[\frac{3}{4} \ln\left(\frac{m_h}{m_e}\right)_{\text{Si}} - \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right)_{\text{Ge}} \right], \quad (7)$$

где m_h (m_e) — эффективная масса дырок (электронов) в Si, N_c и N_d — плотность состояний в зоне проводимости Ge и концентрация легирующей примеси в рассматриваемом образце соответственно.¹

Эффект Холла исследовался в монокристаллах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x=10^{-4}$, 10^{-2} , $2 \cdot 10^{-2}$ и $4 \cdot 10^{-2}$) n -типа проводимости, выращенных методом Чохральского, с концентрацией легирующей примеси $4 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На рис. 1 приведены температурные зависимости $\Delta\mu$ для $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ разного состава. Сплошными линиями обозначены данные, вычисленные по формулам (4)–(7), а точками — экспериментальные. Единственным подгоночным параметром при вычислении $\Delta\mu$ был геометрический размер ОН r_1 , рассчитанный по формулам (4)–(7) с использованием значения подвижности при $T=300 \text{ К}$. Предполагалось также, что $N'_0 \simeq N_0$. Затем, используя найденное значение r_1 , определяли $\Delta\mu$ при других температурах. Как видно из рис. 1, в рассмотренном здесь весьма грубом приближении удается достаточно хорошо описать температурную зависимость по-

¹ Значения электронного сродства χ для Si и Ge, необходимые для вычисления разрывов зон на границе контакта Ge—Si, принимались равными, согласно [5], 4.05 и 4.0 эВ соответственно.

движности в области температур $100 \div 300$ К. При малых концентрациях Si экспериментальные и теоретические значения подвижности совпадают с точностью до нескольких процентов, а имеющийся на рис. 1 разброс точек связан с увеличением относительной погрешности при определении $\Delta\mu$ из экспериментальных данных. Наблюдаемые расхождения между вычисленными и экспериментальными значениями $\Delta\mu$ при больших значениях x в области низких температур, возможно, связаны с модельными представлениями об ОН как включениях Si с собственной проводимостью. Действительно, варьируя Φ_0 , можно добиться лучшего согласия при больших x . Найденные эффективные значения геометрических размеров ОН в рассматриваемой области $10^{-4} \leq x \leq 4 \cdot 10^{-2}$

находятся в пределах $50 < r_1 < 700 \text{ \AA}$, причем большим x соответствуют большие значения геометрических размеров, что находится в согласии с теорией [9].

Учет возможного распределения ОН по их геометрическим размерам не приводит к каким-либо изменениям в температурной зависимости

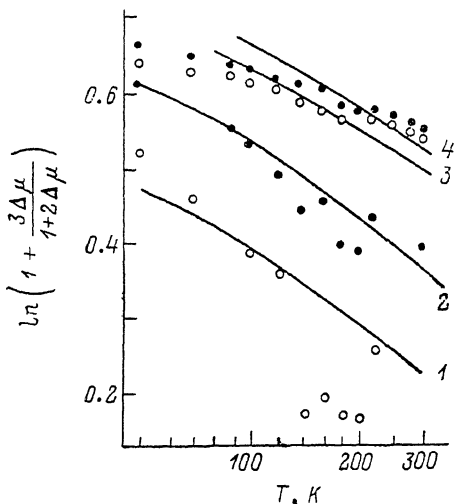


Рис. 1. Температурная зависимость $\Delta\mu$ твердых растворов $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ при разных x . Точки — эксперимент, линии — расчет. $x \cdot 10^2$: 1 — 0.01, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 4.

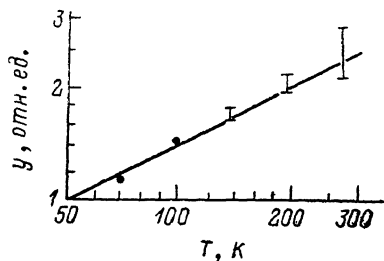


Рис. 2. Зависимость $y=f(T)$.

Линия — расчетная зависимость $y = l_D/r_1 \sim \sqrt{T}$. Указаны интервалы значений y при разных x в $\rho\text{-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, вычисленные на основе экспериментальных значений подвижности [1].

$\Delta\mu(T)$. В частности, при аппроксимации такого распределения функцией вида $f(r_1) \sim \exp(-r_1/r_m)$ (см., например, [10]) найдено, что наиболее вероятное значение геометрического размера ОН, выражающееся посредством r_m , меньше размеров ОН, полученных без учета распределения. Таким образом, основной вклад в ОН дают ОН больших размеров, что в определенной мере оправдывает приближение $N'_0 \approx N_0$, так как вклад в $\Delta\mu$ дисперсно распределенных атомов Si и их небольших скоплений мал.

Этот же подход был использован для анализа подвижности носителей тока в $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с дырочной проводимостью. Соответствие между экспериментальными данными, приведенными в [1], и вычисленными нами результатами такое же, как и на рис. 1. На рис. 2 показаны вычисленные на основе данных [1] значения y . Как видно, найденные значения y с хорошей точностью удовлетворяют теоретической зависимости $y \sim \sqrt{T}$. Такой же результат получается и при использовании экспериментальных данных, приведенных в настоящей работе.

Таким образом, в рамках диффузионного приближения, несмотря на грубость использованной модели для неоднородностей, удается описать поведение подвижности носителей тока в твердом растворе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ в достаточно широком температурном интервале. Отметим также, что поведение подвижности μ в исследованном здесь твердом растворе и в растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [11] с ростом x качественно в обоих типах растворов, одни и те же. Однако для окончательного вывода требуются дополнительные эксперименты по исследованию явлений переноса в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Авторы признательны И. Н. Белокуровой за предоставленные образцы $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Шлимак И. С., Эфрос А. Л., Янчев И. Я. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 2. С. 257—261.
- [2] Levitas A. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 6. P. 1810—1814.
- [3] Шаховцова С. И., Шаховцов В. И., Белокурова И. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 8. С. 1504—1506.
- [4] Плавление, кристаллизация и фазообразование в невесомости. Эксперимент «Универсальная печь» по программе Союз—Аполлон. М., 1979. 255 с.
- [5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 455 с.
- [6] Пекар С. И. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 4. С. 1115—1122.
- [7] Шпинар Л. И., Ясковец И. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 6. С. 1725—1730.
- [8] Антоненко Р. С., Карпов Ю. А., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л., Шпинар Л. И., Ясковец И. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 19. С. 1707—1713.
- [9] Лифшиц И. М., Слезов В. В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. В. 2. С. 479—492.
- [10] Витовский Н. А., Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Рахимов О. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 6. С. 1122—1124.
- [11] Мильвидский М. Г., Хируненко Л. И., Шаховцов В. И. // Препринт ИФ АН УССР. Киев, 1986. № 29.

Институт физики АН УССР
Киев

Получена 11.08.1987
Принята к печати 26.07.1988