

Т. С. ДНЕПРОВСКАЯ

О ПОДВИЖНОСТИ В АНТИМОНИДЕ ГАЛЛИЯ

В работе рассматривается зависимость подвижности от концентрации легирующей примеси в n -GaSb в условиях полного вырождения. Считается, что основным механизмом рассеяния является рассеяние на ионизированных примесных центрах. Учитывается также резонансное рассеяние на квазистационарном примесном уровне, связанном с дополнительными минимумами (111). Характер рассчитанной зависимости подвижности от концентрации совпадает с экспериментом, а абсолютная величина μ получается примерно в 2 раза больше наблюдаемой. Указаны возможные причины такого расхождения.

В настоящее время существует ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию подвижности в антимониде галлия [1—11]. Наиболее полный теоретический анализ рассеяния электронов проводимости в n -GaSb при больших концентрациях легирующей примеси дан в работах [6, 7], где в рамках борновского приближения вычислено время релаксации легких электронов при рассеянии на экранированных примесных центрах и зависимость подвижности легких электронов от концентрации примеси.

В настоящей работе рассматривается зависимость подвижности от концентрации легирующей примеси в условиях полного вырождения. Как и в [6], учитываем экранирование свободными носителями, полагая статическую диэлектрическую функцию равной

$$\varepsilon(q) = 1 + \frac{k_s^2}{q^2}, \quad (1)$$

где

$$k_s^2 = 4\pi e^2 N(E_F), \quad (2)$$

E_F — энергия Ферми, отсчитанная от минимума (000), $N(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

В данном случае для легких электронов это приближение оправдано, ибо, как показано в [12], в сильно легированных полупроводниках значение константы экранирования, вычисленное в приближении (1), отличается от точного значения k_s , рассчитанного с использованием правила сумм Фриделя, всего на 1—2%. Что касается тяжелых электронов, то в интересующем нас диапазоне концентрации, особенно вначале, когда уровень Ферми лежит у самого дна минимумов (111) и перестают быть справедливыми все приближения, уравнение (2) не дает точного значения константы экранирования k_s . Ошибку, возникающую при этом, оце-

нить довольно трудно, поэтому, за неимением лучшего, будем пользоваться приближением (1).

Как показано в [6], при расчете подвижности можно пренебречь междолинным рассеянием электронов, поэтому подвижность можно вычислять отдельно для легких и для тяжелых носителей. Тогда для подвижности электронов в минимумах (000) и (111) обычным образом получаем

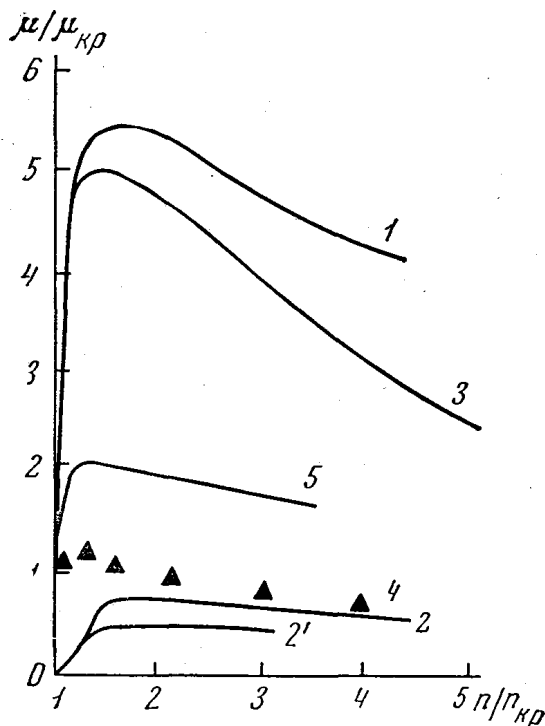
$$\mu_0^{-1} = \frac{4\pi N_i m_0^{*2} z^2 e^3}{\hbar^3 k_0^3 \kappa^2} \left\{ -\frac{2k_0^2}{k_s^2 + 4k_0^2} + \frac{1}{2} \ln \left| \frac{4k_0^2}{k_s^2} + 1 \right| \right\}, \quad (3)$$

$$\mu_1^{-1} = \frac{4\pi N_i m_1^{*2} z^2 e^3}{\hbar^3 k_1^3 \kappa^2} \left\{ -\frac{2k_1^2}{k_s^2 + 4k_1^2} + \frac{1}{2} \ln \left| \frac{4k_1^2}{k_s^2} + 1 \right| \right\}. \quad (4)$$

Здесь N_i — концентрация примесных центров, равная полной концентрации носителей n , m_0^* и m_1^* — эффективные массы электронов у дна основного и дополнительного минимумов¹, κ — диэлектрическая проницаемость, k_0 и k_1 — волновые векторы электронов на поверхности Ферми в минимумах (000) и (111).

Полученная в результате расчета по этим формулам зависимость $\mu_0(n)$ и $\mu_1(n)$ представлена на рисунке (кривые 1 и 2). Для удобства

Зависимость подвижности электронов от концентрации легирующей примеси. 1 — подвижность электронов в минимуме (000); 2 — подвижность электронов в минимумах (111), вычисленная в борновском приближении; 2' — подвижность электронов в минимумах (111), рассчитанная методом парциальных волн; 3 — холловская подвижность электронов без учета резонансного рассеяния на примесном уровне; 4 — экспериментальные данные работы [9]; 5 — холловская подвижность электронов с учетом резонансного рассеяния



значения μ_0 , μ_1 и n отнесены к значениям, отвечающим положению уровня Ферми у дна минимума (111).

Мы рассчитывали подвижность μ_0 и μ_1 в борновском приближении. Использование этого приближения оправдано для легких электронов, так как уровень Ферми лежит глубоко в центральном минимуме. Однако в дополнительных минимумах уровень Ферми расположен у самого дна, поэтому борновское приближение не дает верного результата, а нужно пользоваться методом парциальных волн. Используя данные работы [12],

¹ Мы не учитывали непараболичность зоны (000). Ошибка в значении подвижности составляет при этом примерно 15% [11].

мы вычислили этим методом подвижность тяжелых электронов $\mu_1(n)$. Результат представлен на рисунке (кривая 2').

Чтобы иметь возможность сравнить наши результаты с экспериментальными данными, на том же рисунке представлена (кривая 3) зависимость от концентрации величины $R\sigma$ (R — постоянная Холла, σ — проводимость). Видно, что вначале, когда основной вклад в проводимость дают легкие электроны, холловская подвижность резко возрастает. Действительно, из-за увеличения плотности состояний на уровне Ферми (масса плотности состояний в минимумах (111) в 17 раз больше массы m_0^*) уменьшается радиус экранирования (см. формулу (2)) и возрастает подвижность легких электронов. При дальнейшем увеличении легирования возрастание концентрации носителей идет в основном только за счет тяжелых электронов ($\frac{m_{d1}}{m_0} = 17,3$). Число легких электронов, несмотря

на увеличение количества ионизованных примесных центров, почти не меняется. Поэтому величина $R\sigma$ начинает уменьшаться, так как, с одной стороны, уменьшается подвижность легких электронов из-за более интенсивного рассеяния на примеси, а с другой — увеличивается относительный вклад в проводимость тяжелых электронов, подвижность которых в интересующей нас области примерно в 7 раз меньше, чем легких.

На рисунке представлены также экспериментальные данные работы [9]. Видно, что характер рассчитанной зависимости $\mu(n)$ совпадает с экспериментом, однако абсолютная величина μ получается примерно в 4—5 раз больше наблюдаемой. Основные причины расхождения с экспериментом, вероятно, следующие.

Прежде всего неизвестны точные характеристики вещества: расстояние между минимумами и отношение масс плотностей состояний в центральном и дополнительном минимумах. В литературе [1—4, 10] эти данные у различных авторов существенно отличаются друг от друга. В то же время значения подвижности очень чувствительны к выбору этих параметров. Так, например, если уменьшить отношение масс плотностей состояний в 2,5 раза, подвижность тоже уменьшится примерно в 2,5 раза.

Мы проводили расчет подвижности для случая $T=0^\circ\text{K}$, а экспериментальные данные приведены для температуры 80°K . Однако значения подвижности для гелиевых температур [3, 8, 10] мало отличаются от приведенных. Мы выбрали для сравнения результаты работы [9] потому, что в интересующем нас диапазоне концентраций они наиболее полные из всех, имеющих в литературе. Следовательно, можно ожидать, что пренебрежение температурными поправками не внесет большой ошибки.

В расчете мы пренебрегали электрон-электронным взаимодействием. Ошибка при этом порядка отношения T^2/E_F^2 , т. е. в нашем случае практически равна нулю.

Мы не учитывали возможного рассеяния электронов на диполях и других комплексах [13]. Дело в том, что мы рассматривали абсолютно вырожденную систему и все примесные центры считали ионизованными. Кроме того, концентрация компенсирующих природных акцепторов примерно на порядок меньше концентрации основной примеси. В этих условиях подвижность следует считать обусловленной рассеянием на ионизованной примеси и рассеянием на диполях, вероятно, можно пренебречь.

Мы пренебрегали резонансным рассеянием на метастабильных уровнях. В то же время известно [4, 14, 15, 16], что такие уровни могут существовать в полупроводниках со сложной структурой зоны проводимости, в частности, в GaAs и GaSb. Наличие таких уровней подтверждают также экспериментальные результаты [2 и 15]. Посмотрим поэтому,

какой вклад в сопротивление может внести резонансное рассеяние на квазистационарном примесном уровне, связанном с дополнительными минимумами (111).

Задача об определении положения этого уровня и времени жизни электрона на нем была рассмотрена в работах [14, 16]. Если проделать аналогичный расчет, используя водородоподобную модель для определения положения этого уровня, то мы получим, что уровень должен быть расположен на 0,025 эв ниже дна минимума (111) и время жизни электрона на нем будет порядка 10^{-9} сек (а значит полуширина уровня будет порядка 10^{-6} эв). Столь большое значение времени жизни электрона обусловлено тем, что кулоновский потенциал с трудом сообщает электрону необходимый импульс (расстояние по квазиимпульсу между минимумами (000) и (111)). Однако потенциал взаимодействия электрона с примесным центром на малых расстояниях, существенных при таких передачах импульса, уже не кулоновский, как было принято в расчетах, он имеет более сложный вид. В частности, энергетическое положение E_0 и ширина уровня Γ (а следовательно, и потенциал) должны зависеть от конкретной природы легирующей примеси. На это указывают экспериментальные данные [15, 17]. Кроме того, мы не учитывали зависимость положения и ширины примесного резонансного уровня от концентрации примеси. В то же время очевидно, что такая зависимость может быть, ибо, например, при достаточно сильном легировании благодаря экранированию поля примесных центров легкими электронами резонансный уровень вообще может исчезнуть. Этот вопрос заслуживает специального рассмотрения.

Из всего сказанного ясно, что надежнее брать энергетическое положение и ширину резонансного уровня не из теории, а основываясь на экспериментальных данных. Если положить, что квазидискретный уровень отстоит от дна дополнительных минимумов на 0,01 эв [8, 15] или меньше, то резонансное рассеяние существенно скажется на значении холловской подвижности. Мы оценили значение подвижности при резонансном рассеянии по стандартной формуле

$$\mu_r = \frac{ek_0}{4\pi N_i \hbar} \left[\frac{(E_F - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}{\frac{\Gamma^2}{4}} \right], \quad (5)$$

положив $E_0 = 0,01$ эв и $\Gamma \approx 2 \cdot 10^{-3}$ эв.

Зависимость результирующей подвижности от концентрации представлена на рисунке кривой 5. В этом случае характер зависимости $\mu(n)$ остается прежним, а абсолютные величины подвижности меняются примерно в 2 раза, приближаясь к экспериментально наблюдаемым. При меньшей величине энергетического зазора δE между минимумом (111) и резонансным уровнем теоретические и экспериментальные значения подвижности окажутся примерно одинаковыми. Следовательно, когда резонансный уровень расположен достаточно близко к минимуму (111) ($\delta E \leq 0,01$ эв), рассеяние электронов на этом уровне весьма заметно влияет на подвижность при больших концентрациях примеси. Однако и с учетом резонансного рассеяния нельзя объяснить, почему теоретически получаемые значения в несколько раз больше экспериментальных. Дело в том, что, как показано в работе [15], в антимониде галлия, легированном серой и селеном, резонансные примесные уровни, связанные с дополнительными минимумами, отстоят от дна (111) дальше, чем на 0,01 эв (для селена $\delta E \approx 0,06$ эв). В этом случае в рассматриваемом диапазоне

концентраций, резонансное рассеяние не должно было бы сказаться на сопротивлении материала или, во всяком случае, должно сказываться значительно меньше, чем при $\delta E \leq 0,01$ эв. Но, как показано в работе [2], подвижность электронов в антимониде галлия, легированного селеном, при больших концентрациях ($n \geq 10^{18}$ см⁻³) меньше, чем в материале, легированном T_e , для которого, по-видимому, подходит наша модель водородоподобного примесного резонансного уровня. Чтобы полностью учесть влияние квазидискретного примесного уровня на подвижность электронов, надо знать плотность состояний в интересующей нас области энергий.

Изменение плотности состояний в центральном минимуме (а следовательно, и радиуса экранирования — см. формулу (2)) из-за резонансного рассеяния легких электронов можно оценить, используя результаты работы [18]. Получается, что это изменение в нашем случае незначительно, порядка 0,1%. Следует отметить, что в антимониде галлия весьма существенно, вероятно, рассеяние на дефектах и неконтролируемых глубоких примесях. Это рассеяние может быть основной причиной расхождения теоретических и экспериментальных значений подвижности.

Автор глубоко благодарен В. Л. Бонч-Бруевичу и А. Г. Миронову за ценные советы и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sagar A. Phys. Rev., **117**, 93, 1960.
2. Strauss A. Phys. Rev., **121**, 1087, 1961.
3. Becker W. M., Ramdas A. K., Fan H. Y. J. Appl. Phys., **32**, 2094, 1961.
4. Bate R. T. J. Appl. Phys., **33**, 26, 1962.
5. Ehrenreich H. J. Appl. Phys. Suppl., **32**, 2155, 1961.
6. Robinson J. E. Sergio Rodriguez. Phys. Rev., **135**, (3A), 779, 1964.
7. Robinson J. E. Sergio Rodriguez. Phys. Rev., **137**, (2A), 663, 1965.
8. Long D., Hager R. J. J. Appl. Phys., **36**, 3436, 1965.
9. Кукуладзе Г. В., Коккошкин В. А., Миргаловская М. С. Физические свойства полупроводников $A^{III} - B^V$ и $A^{III} - B^{VI}$. Баку, 1967, стр. 245.
10. Harland H. B., Woolley J. C. Canad. J. Phys., **44**, 2715, 1966.
11. Baxter D., Reid F. J., Beer A. U. Phys. Rev., **162**, 718, 1967.
12. Kruger J. B., Strauss A. Phys. Rev., **169**, 674, 1968.
13. Церквадзе. «Физика и техника полупроводников», **1**, № 12, 20, 1967.
14. Peterson G. A. Phys. Semiconductors International conference on the physics of semiconductors. th Pasic, 1964, p. 771.
15. Paul W. International conferece on semiconductors OP-2, Moscow, 1968.
16. Bassani F., Jadouisi G., Preziose B. Phys. Rev., **186**, 735, 1969.
17. Фистуль В. И., Губенко А. Я. «Физика твердого тела», **3**, 1617, 1961.
18. Бонч-Бруевич В. Л., Другова А. А. «Физика и техника полупроводников», **2**, 794, 1968.

Поступила в редакцию
8. 4. 1970 г.

Кафедра
физики полупроводников.