

ФЛУКТУАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ БЕСЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Н.Н.Аблязов, М.Э.Райх, А.Л.Эфрос

Предлагается модель бесщелевого полупроводника, не содержащего электрически активных примесей (доноров и акцепторов). Свободные электроны и слабо локализованные дырки появляются за счет гауссова случайного потенциала. Уровень Ферми в этой модели слабо (логарифмически) зависит от давления. Найдена связь электронных подвижности и концентрации.

При низких температурах бесщелевые полупроводники часто обладают остаточными электронами и имеют проводимость металлического типа. В сильном магнитном поле иногда также регистрируется наличие дырок. К таким полупроводникам относятся, например, твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $x < 0,16$. Первоначально наличие остаточных электронов объяснялось перекрытием зон, которое допускается симметрией кристалла¹. Главный довод против этого объяснения состоит в том, что остаточная концентрация сильно меняется от образца к образцу. Поведение образцов с большой остаточной концентрацией электронов можно объяснить наличием донорной примеси. Однако, при малых концентрациях ($10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$) это объяснение не годится, так как именно в этих образцах проявляются дырки. Кроме того, при гидростатическом сжатии, уменьшающем эффективную массу электронов, в этих образцах меняется концентрация электронов примерно таким образом, что остается неизменной энергия Ферми. В донорной модели концентрация неизменна.

Ряд авторов²⁻⁴ разрабатывает модель сильно компенсированного и сильно легированного полупроводника, впервые предложенную в². Недостаток этих работ состоит в том, что примесная зона предполагается чрезвычайно узкой, что не соответствует известным расчетам⁵.

В настоящей работе рассматривается модель, в которой вообще не предполагается существование электрически активных примесей. Свободные электроны и слабо локализованные дырки возникают за счет случайного потенциала гауссова типа. В твердых растворах замещения такой потенциал неизбежно возникает вследствие флуктуаций состава, в других случаях он может быть вызван электрически неактивными примесями или дефектами. Для простоты мы считаем потенциал $V(r)$ белым шумом

$$\langle V(r) V(r') \rangle = \gamma \delta(r - r'). \quad (1)$$

Параметр γ является единственной величиной, характеризующей флуктуационный потенциал. Поэтому через него можно выразить концентрацию электронов, их подвижность и все прочие кинетические коэффициенты. Отсюда, исключив γ , можно получить соотношение, непосредственно связывающее подвижность с концентрацией.

Благодаря тому, что масса электронов m_e много меньше массы дырок m_h , флуктуационный потенциал создает дырочные уровни в зоне проводимости с относительно малой шириной

ной Γ . в то время как электронные уровни в валентной зоне вообще не возникают ⁶. Определим $g_h(E)$ как плотность флуктуационных состояний в зоне проводимости в приближении $m_e = 0$. Она отличается от случая простой зоны лишь численными коэффициентами и при больших энергиях имеет вид

$$g_h(E) = \frac{C}{E_0} (m_h E / \hbar^2)^{3/2} \exp(-\sqrt{E/E_0}). \quad (2)$$

где C — численный коэффициент, согласно расчетам ⁷ $E_0 = 1,5 \cdot 10^{-4} \gamma^2 m_h^3 / \hbar^6$. Формула (2) получается методом оптимальной флуктуации ⁵ и справедлива при $E \gg E_0$. Кроме того, энергия должна быть больше или порядка энергии связи акцептора, чтобы можно было пренебречь обменным взаимодействием ^{8, 9}.

Найдем положение уровня Ферми при $T = 0$. Если бы он располагался в вершине валентной зоны (как в случае $V(r) \equiv 0$), то число флуктуационных дырок превышало бы число электронов. Поэтому в силу условия электронейтральности уровень Ферми поднимается в зону проводимости. В образце появляются электроны, заряд которых компенсирует заряд дырок на флуктуационных уровнях. Как будет видно из дальнейшего, уровень Ферми лежит в той области энергий, где плотность электронных состояний можно считать не возмущенной. Энергию Ферми можно определить, приравнявая концентрацию электронов (для простоты воспользуемся параболическим приближением) к концентрации локальных дырочных состояний, возникающих в зоне в проводимости

$$\frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} (2m_e E_F)^{3/2} = \int_{E_F}^{\infty} g_h(E) dE. \quad (3)$$

Отсюда с логарифмической точностью получим

$$E_F = E_0 \ln^2 [C_1 (m_h / m_e)^{3/2}], \quad C_1 \approx \frac{3\pi^2 \cdot 65}{\sqrt{2}} C, \quad (4)$$

а остаточная концентрация равна

$$n = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} (2m_e E_0)^{3/2} \ln^3 [C_1 (m_h / m_e)^{3/2}]. \quad (5)$$

Благодаря тому, что $E_F > E_0$, электроны образуют вырожденный газ большой плотности и однородно распределены по образцу. В тоже время тяжелые дырки локализованы в редких флуктуациях. Как видно из (4) и (5), при изменении m_e , например, за счет давления, электронная концентрация меняется гораздо сильнее, чем уровень Ферми.

Перейдем к расчету подвижности. Поскольку локализованные состояния лежат в зоне проводимости, они обладают шириной Γ , которая при $F = E_F$ равна ⁶ $\Gamma = C_2 E_F (m_h / m_e)^{3/2}$, где C_2 — численный коэффициент. При $T = 0$ наиболее важным механизмом рассеяния электронов является резонансное рассеяние на локализованных состояниях. Концентрация N локализованных состояний, попадающих в резонанс с электронами на уровне Ферми, равна $g_h(E_F) \Gamma$, а сечение резонансного рассеяния есть $\sigma = 2\pi \hbar^2 / (m_e E_F)$ (оно в m_h / m_e раз больше квадрата радиуса локализованного состояния). Длина свободного пробега есть $l = 1 / (N\sigma)$. Отсюда для подвижности получается выражение

$$\mu = (2^{3/2} \pi C_2)^{-1} e m_h^{3/2} / (\hbar^2 m_e g_h(E_F) \sqrt{E_F}). \quad (6)$$

Комбинируя формулы (5) и (6) найдем связь между подвижностью электронов и их концентрацией

$$\mu = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{2\pi C_2} \ln^{-1} [C_1 (m_h / m_e)^{3/2}] \frac{e^2}{\hbar n^{2/3}} \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{3/2}. \quad (7)$$

Поскольку в (7) фигурируют неизвестные численные коэффициенты, можно лишь дать порядковую оценку подвижности. Для HgTe $\mu \sim (10^5 - 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с})$ при $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует данным, приведенным в ¹⁰. Как показано в ¹⁰ с увеличением концентрации подвижность очень резко падает, что по-видимому соответствует рассеянию на заряженных примесях, и не может быть описано в рамках предлагаемой модели. Заметим, что предположение (1) о том, что флуктуации имеют вид "белого шума", сказывается лишь на логарифмических множителях формул (4), (5), (7), не меняя качественно изложенной выше картины.

Авторы благодарны Э.И.Рашба за полезные дискуссии.

Литература

1. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. Справочник. "Наукова Думка", Киев, 1975.
2. Elliot C.T., Melngailis J., Harman T.C., Kafalas J.A., Kernan W.C. Phys. Rev., 1972, **В5**, 2985.
3. Брандт Н.Б., Белоусова О.Н., Бовина Л.А., Стафеев В.И., Пономарев Я.Г. ЖЭТФ, 1974, **66**, 330; Бовина Л.А., Брандт Н.Б., Долбанов С.В., Евсеев В.В., Стафеев В.И., Пономарев Я.Г. ЖЭТФ, 1983, **84**, 1453.
4. Арапов Ю.Г., Поникаров Б.Б., Цидильковский И.М., Шелушинина Н.Г. ФТП, 1979, **13**, 684.
5. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
6. Гельмонт Б.Л., Дьяконов М.И. ЖЭТФ, **62**, 713.
7. Кусмарцев Ф.Р., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1982, **37**, 106.
8. Halperin B.L., Rice T.M. Rev. Mod. Phys., 1968, **40**, 775.
9. Abrikosov A.A. J. Low Temp. Phys., 1975, **18**, 185.
10. Иванов-Омский В.И., Константинова Н.Н., Сmealова К.П. ФТП, 1976, **10**, 381.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 июня 1983 г.