

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ p-ТИПА

А.Н. Лобаев, А.П. Силин

Предложен новый механизм отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в модулированно легированных двойных полупроводниковых гетероструктурах (квантовых ямах) p-типа. Рассчитана вольт-амперная характеристика и приведены значения параметров полупроводниковых гетероструктур, при которых возможна ОДП.

В последнее время большое внимание уделяется изучению явлений переноса в полупроводниковых гетероструктурах и сверхрешетках [1, 2]. Одним из наиболее интересных транспортных свойств этих систем является ОДП — наличие падающего участка на вольт-амперной характеристике (ВАХ).

В данной работе указано на возможность наблюдения ОДП в модулированно легированной двойной гетероструктуре (квантовой яме) p-типа [1, 2]. В этой системе легированными являются только слои полупроводников, соответствующие квантовому барьеру, и двумерный дырочный газ в квантовой яме характеризуется высокой подвижностью. Подобные гетероструктуры обычно составлены из полупроводников группы алмаза и цинковой обманки. Валентная зона этих полупроводников при нулевых импульсах четырехкратно вырождена (пренебрегаем влиянием валентной зоны, отщепленной по спине). Наличие потенциала квантовой ямы (который считается большим по сравнению с рассматриваемыми энергиями) приводит к расщеплению валентной зоны на подзоны тяжелых и легких дырок. Их положение при нулевых импульсах $E_j^{(H,L)}$ определяется объемными эффективными массами тяжелых (m_H) и легких (m_L) дырок $E_j^{(H,L)} = \hbar^2 \pi^2 (j+1)^2 / 2d^2 m_{H,L}$, где $j = 0, 1, 2, \dots$, d — ширина квантовой ямы.

Зависимость энергии дырок от импульса k носит сложный характер, обусловленный тем, что при отражении от границы раздела носителей тока с $k \neq 0$ происходит взаимное превращение легких и тяжелых дырок [3, 4]. Для импульсов и уровней размерного квантования, удовлетворяющих условию $kd \ll \ll \sqrt{\pi(j+1)}$, двумерные эффективные массы тяжелых ($m_{hh}^{(j)}$) и легких ($m_{lh}^{(j)}$) дырок имеют следующий вид [3, 4]:

$$\frac{1}{m_{hh}^{(j)}} = \frac{1}{m_H} \left[1 + \frac{3}{\pi\sqrt{\beta}(j+1)} \frac{(-1)^j + \cos(\pi(j+1)/\sqrt{\beta})}{\sin(\pi(j+1)/\sqrt{\beta})} \right],$$

$$\frac{1}{m_{lh}^{(j)}} = \frac{1}{m_L} \left[1 + \frac{3\sqrt{\beta}}{\pi(j+1)} \frac{(-1)^j + \cos(\pi(j+1)\sqrt{\beta})}{\sin(\pi(j+1)\sqrt{\beta})} \right],$$
(1)

где $\beta = m_L/m_H$; $j = 0, 1, 2, \dots$. Для $j = 0$ отношение двумерных эффективных масс легких и тяжелых дырок есть

$$R = \frac{m_{lh}^{(0)}}{m_{hh}^{(0)}} = \left[\sqrt{\beta} + \frac{3}{\pi} \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\beta} \right) \right] / \left[\frac{1}{\sqrt{\beta}} + \frac{3}{\pi} \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2\sqrt{\beta}} \right) \right].$$
(2)

В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая $R \gg 1$, когда двумерная эффективная масса в зоне легких дырок будет существенно больше, чем в зоне тяжелых дырок. Следовательно, подвижность $\mu_{lh, hh} = e\tau / m_{lh, hh}^{(0)}$ легких дырок много меньше тяжелых (τ – среднее время свободного пробега дырок, которое считаем одинаковым для легких и тяжелых дырок):

$$\mu_{lh} / \mu_{hh} = 1/R \ll 1. \quad (3)$$

Рассмотрим случай достаточно низких температур решетки (T), когда выполняется соотношение $\Delta E = E_0^{(L)} - E_0^{(H)} > T$, и в равновесном состоянии имеются лишь тяжелые дырки. При этом в слабых электрических полях (E), направленных вдоль слоев гетероструктуры, проводимость будет определяться тяжелыми дырками. Увеличение напряженности электрического поля приводит к росту эффективной температуры дырок (T_h) и переходу их в зону легких дырок. (Предполагается, что выполнено соотношение $E_0^{(H)} - E_0^{(L)} > 0$, то есть $1/4 < \beta \leq 1$). При этом в силу (3) возможна ОДП N-типа, а концентрации легких и тяжелых дырок $n_{lh, hh}$ определяются при достаточно высоких T_h следующими соотношениями:

$$n_{lh} / n_{hh} = R \exp(-\Delta E / T_h), \quad n_{lh} + n_{hh} = n, \quad (4)$$

где n – полная концентрация дырок, определяемая легированием системы.

Эффективную температуру дырок получаем из условия баланса энергии в подсистеме дырок

$$jE\tau = n(T_h - T), \quad (5)$$

где $j = en\mu(E)E$ – полный ток, $\mu(E) = (n_{lh}\mu_{lh} + n_{hh}\mu_{hh})/n$ – полная подвижность дырок, причем при $\Delta E > T_h$ имеет место соотношение $\mu(E) \cong \mu_{hh} / (1 + n_{lh}/n_{hh})$. В рассматриваемом случае модулированно легированных структур $1/\tau = 1/\tau_{ap} + 1/\tau_{op}$, где $\tau_{ap} (op)$ – время релаксации энергии на акустических (оптических) фононах, причем $\tau \lesssim 10^{-12}$ с [5–7].

Из уравнений (4), (5) можно построить ВАХ.

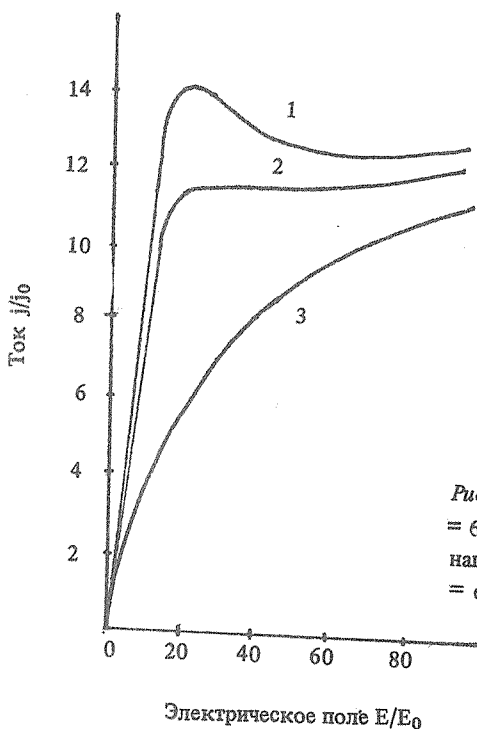


Рис. 1. ВАХ гетероструктуры $Al_{0,51}Ga_{0,49}As$ толщиной $d = 47 \text{ \AA}$ ($\Delta E = 63$ мэВ) для температур 4 К (1), 77 К (2), 300 К (3). В качестве единиц напряженности поля и плотности тока использованы $E_0 = \sqrt{T_0 / e\mu_{hh}\tau}$, $j_0 = en\mu_{hh}E_0$, где $T_0 = 1$ К.

Неравенству (2) можно удовлетворить, подбирая соответствующие концентрации веществ в тройных или четверных соединениях $\tilde{A}_x^{\text{III}} A_{1-x}^{\text{III}} B_{1-y}^{\text{V}} \tilde{B}_y^{\text{V}}$, в которых эффективные массы изменяются в зависимости от x и y . Для случая $y = 0$ имеем:

$$m_{L,H}(\tilde{A}_x^{\text{III}} A_{1-x}^{\text{III}} B^{\text{V}}) = m_{L,H}(A^{\text{III}} B^{\text{V}}) + x [m_{L,H}(\tilde{A}^{\text{III}} B^{\text{V}}) - m_{L,H}(A^{\text{III}} B^{\text{V}})].$$

Используя значения эффективных масс [8] для GaAs ($m_H = 0,475m_0$, $m_L = 0,087m_0$) и для AlAs ($m_H = 0,5m_0$, $m_L = 0,26m_0$), где m_0 — масса свободного электрона, для сплава $Al_x Ga_{1-x} As$ при $x = 0,51$ получим $m_H = 0,488m_0$, $m_L = 0,176m_0$. При этом, согласно (2), $R = 15$. ВАХ для данного сплава приведена на рис. 1.

Необходимо отметить, что приведенные оценки эффективных масс (1) сделаны без учета анизотропии эффективных масс, а также для бесконечного скачка потенциала валентной зоны двойной гетероструктуры. Для учета этих эффектов необходимы детальные численные расчеты (см., напр., [9, 10]), но они, по-видимому, могут лишь количественно изменить полученные результаты, а не исключить принципиальную возможность наблюдения ОДП в таких структурах.

Авторы благодарны Л.В. Келдышу за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ploog K., Döhler G. H. Adv. Phys., 32, № 3, 285 (1983).
2. Силин А. П. УФН, 147, № 3, 485 (1985).
3. Недорезов С. С. ФТТ, 12, № 8, 2270 (1970).
4. Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. ЖЭТФ, 82, № 5, 1584 (1982).
5. Chin M. A. et al. Proc. 17th Intern. Conf. Phys. Semiconductors, San Francisco, 1984, Springer-Verlag, N.-Y., 1984, p. 333.
6. Shah J. et al., ibid., p. 345.
7. Ts en K. T., Morkoc H. Phys. Rev., B34, № 6, 4412 (1986).
8. Landolt-Börnstein numerical data and function relationships in science and technology, group III, 17a, Springer-Verlag, Berlin, 1982, p. 642.
9. Broido D. A., Sham L. J. Phys. Rev., B31, № 2, 888 (1986).
10. Fasolino A., Altarelli M. Springer Ser. Sol. St. Phys., 53, 176 (1984).

Поступила в редакцию 24 сентября 1987 г.