

4. Приведенное сопротивление омиического контакта полупроводник—металл r_c увеличивается с ростом ширины запретной зоны E_g экспоненциально (см. рисунок):

$$r_c = r_{c0} \exp(E_g/E_0).$$

Характеристическая энергия $E_0 = (0.20 \pm 0.02)$ эВ, предэкспоненциальный множитель $r_{c0} = (3 \pm 2) \cdot 10^{-8}$ Ом·см² для концентрации нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (5 \pm 2) \cdot 10^{17}$ см⁻³. В этом случае с увеличением E_g от 1.34 (InP) и 1.42 (GaAs) до 2.27 эВ (GaP) сопротивление r_c растет от $\sim 10^{-5}$ до $\sim 10^{-3}$ Ом·см² (300 К).

5. Однозначно интерпретировать экспоненциальный рост сопротивления омиического контакта с увеличением ширины запретной зоны полупроводника пока не представляется возможным. Можно только предположить, что такая зависимость косвенно свидетельствует о туннельном механизме протекания тока через контакт.

Отметим, что теперь при создании адекватной модели омиического контакта полупроводник—металлы необходимо учитывать не только то, что сопротивление контакта обратно пропорционально концентрации электронов в полупроводнике [1-3], но и то, что оно падает экспоненциально с уменьшением ширины запретной зоны полупроводника.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гольдберг Ю. А., Царенков Б. В. — ФТП, 1969, т. 3, в. 11, с. 1718—1720.
- [2] Sinha A. K., Smith M. E., Levinstein H. J. — IEEE Electron. Dev., 1975, v. 22, N 5, p. 218—224.
- [3] Edwards W. D., Hartman W. A., Torrens A. B. — Sol. St. Electron., 1972, v. 15, N 4, p. 387—392.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 27.04.1988

Принято к печати 7.05.1988

ФТП, том 22, вып. 9, 1988

К ТЕОРИИ ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫХ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Джаксимов Е.

Интенсивное лазерное излучение может оказать существенное влияние на свойства полупроводников. Оно, в частности, может изменять концентрацию свободных носителей, вероятность их рассеяния фононами и примесями, электронную температуру и др. В работах [1-5] показано влияние лазерного излучения на величины кинетических эффектов путем изменения вероятности рассеяния свободных носителей, а в работах [6-10] — возникновение новых эффектов, целиком обусловленных присутствием излучения. Например, в работе [7] впервые рассчитано нечетное (линейное) по магнитному полю магнитосопротивление, которое возможно лишь в присутствии излучения и при его определенной поляризации. В работах [6-8] фотостимулированное нечетное магнитосопротивление рассматривалось в полностью вырожденном полупроводнике с изотропным энергетическим спектром. В этом случае обычное (квадратичное по магнитному полю) магнитосопротивление отсутствует [11]. В работе [9] полупроводник считался невырожденным, однако в ней основное внимание обращено на дополнительные вклады в фотостимулированное магнитосопротивление от разогрева и квадрупольной части функции распределения свободных носителей в поле излучения.

В настоящей работе приведены результаты расчета нечетного (линейного) по магнитному полю фотостимулированного магнитосопротивления в невырожденном полупроводнике. Использована методика расчета работ [5-7]. Энергетический спектр свободных носителей предполагался изотропным, магнитное поле — слабым, лазерное излучение — малоинтенсивным.

Пусть ось z направлена вдоль магнитного поля, ось x — вдоль тянущего электрического поля, вектор амплитуды электрического поля лазерного излучения E_0 лежит в плоскости xy . В линейном по интенсивности излучения приближении и в предположении рассеяния свободных носителей на акустических фононах нечетное (линейное) по магнитному полю фотостимулированное магнитосопротивление равно

$$\frac{\Delta\rho^{\text{нечет}}}{\rho} = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \beta \frac{\hbar\omega}{k_0 T} \frac{u_0 H}{c} \sin 2\varphi \frac{3 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi}{\cos^2 \varphi + 3 \sin^2 \varphi} \left\{ 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_0 T}{\hbar\omega} \right)^{1/2} - 2 \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_0 T}{\hbar\omega} \right)^{1/2} \right] \frac{\cos^2 \varphi \sin^2 \varphi}{(\cos^2 \varphi + 3 \sin^2 \varphi)(3 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)} \right\}, \quad (1)$$

где k_0 — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, u_0 — подвижность электронов при рассеянии их на акустических фононах, H — напряженность магнитного поля, c — скорость света вне кристалла, $u_0 H/c \ll 1$, T — абсолютная температура, \hbar — постоянная Планка, ω — частота излучения, $\beta = e^2 E_0^2 / \hbar m \omega^3 \ll 1$, m — эффективная масса электрона, φ — угол между E_0 и осью x .

Из (1) видим, что эффект прямо пропорционален интенсивности излучения β и имеет своеобразную зависимость от ее поляризации. Эффект максимален при $\varphi = 45^\circ$

$$\frac{\Delta\rho^{\text{нечет}}}{\rho} = \frac{7\sqrt{\pi}}{192} \beta \frac{\hbar\omega}{k_0 T} \frac{u_0 H}{c} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_0 T}{\hbar\omega} \right)^{1/2} \right] \quad (2)$$

и исчезает, когда электрическое поле излучения поляризовано параллельно или перпендикулярно тянущему электрическому полю.

Четное (квадратичное) по магнитному полю магнитосопротивление, с которым мы обычно (в отсутствие излучения) имеем дело, выглядит так [11]

$$\frac{\Delta\rho^{\text{чет}}}{\rho} = \frac{9\pi}{16} \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \left(\frac{u_0 H}{c} \right)^2. \quad (3)$$

Имея в виду $\hbar\omega \gg k_0 T$, сравнивая величины нечетного (2) и четного (3) магнитосопротивления, видим, что в слабых магнитных полях ($u_0 H/c \ll 1$) при не слишком малых интенсивностях излучения ($\beta \ll 1$, но $\beta \ll u_0 H/c$) нечетное магнитосопротивление по величине может превышать четное.

Происхождение нечетного магнитосопротивления объяснено в работах [6, 7].

Автор выражает благодарность Э. М. Эпштейну за внимание и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Буймистров В. М. — Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, в. 1, с. 274—276.
- [2] Мельников В. И. — Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, в. 1, с. 204—207.
- [3] Эпштейн Э. М. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 10, с. 2732—2738.
- [4] Блажин В. Д., Селиваненко А. С. — ФТП, 1970, т. 4, в. 2, с. 233—236.
- [5] Малевич В. Л., Эпштейн Э. М. — Изв. вузов СССР, Физика, 1976, № 2, с. 121—129.
- [6] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987. 168 с.
- [7] Малевич В. Л., Эпштейн Э. М. — ФТТ, 1976, т. 18, в. 5, с. 1286—1289.
- [8] Шмелев Г. М., Цуркан Г. И., Нгуен Хонг Шон. — ФТП, 1981, т. 15, в. 1, с. 156—160.
- [9] Нгуен Хонг Шон, Шмелев Г. М. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 58—61.
- [10] Шмелев Г. М., Эпштейн Э. М. — ФТП, 1982, т. 16, в. 4, с. 747—749.
- [11] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.—Л., 1962. 418 с.