

деления \mathcal{S}_i^E в более коротковолновой области необходимо изготавливать более тонкую пластину, то для получения спектральной зависимости \mathcal{S}_i^E вплоть до 2.2 эВ этого не требуется. Такие результаты легко получаются из поляризационных измерений фототока гетероструктуры (рис. 1). Отсутствие инверсии знака \mathcal{S}_i^E в глубине фундаментального поглощения указывает на достаточно высокое совершенство гетерограницы [5]. Подчеркнем, что по величине максимальных значений \mathcal{S}_i^E и \mathcal{S}_i^A кристалл MnIn_2Te_4 оказывается близким к прямым зонным соединениям $\text{II}-\text{IV}-\text{V}_2$ с высоким тетрагональным сжатием [5]. Наряду с гетероструктурами $\text{SnO}_2-\text{MnIn}_2\text{Te}_4$ была предпринята попытка также создать структуру с инверсией знака фототока (ИЗФ), позволяющую существенно увеличить фотоэлектрическую анизотропию [5]. С этой целью были изготовлены структуры $\text{SnO}_2-\text{MnIn}_2\text{Te}_4-\text{Cu}$, типичный спектр фоточувствительности которых приведен на рис. 2 (кривая 7). Характерной особенностью таких структур при освещении со стороны SnO_2 является ИЗФ, обусловленная неэквивалентным собиранием фотогенерированных носителей встречно направленными электрическими полями двух различных потенциальных барьеров. В результате ИЗФ достигнуто резкое возрастание коэффициента фотопоглощения $|\mathcal{S}_i^E| \rightarrow \infty$ (рис. 1, кривая 5), причем спектральное положение точки инверсии фототока легко изменяется посредством внешнего электрического напряжения, прикладываемого к структуре.

Представленные результаты указывают на возможность применения оптической анизотропии монокристаллов MnIn_2Te_4 при создании устройств поляризационной фотоэлектроники.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бабаева Б. К. — В кн.: Тройные полупроводники и их применение. Кишинев, 1979, с. 96.
- [2] Бекимбетов Р. Н., Рудь Ю. В., Таиров М. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1916—1918.
- [3] Range K.-J., Hubner H.-J. — Z. Naturforsch., 1975, v. 30b, p. 145—148.
- [4] Бекимбетов Р. Н., Войполин А. А., Медведкин Г. А., Прочухан В. Д., Рудь Ю. В., Таиров М. А. — Письма ЖТФ, 1987, т. 13, в. 17, с. 1040—1043.
- [5] Рудь Ю. В. — Изв. вузов СССР, Физика, 1986, № 8, с. 68—83.

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

Получено 19.10.1987
Принято к печати 13.11.1987

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

НЕДИССИПАТИВНЫЕ ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Аскеров Б. М., Гашимаде Н. Ф., Кулиев Б. И., Панахов М. М.

Из термомангнитных явлений магнитотермоэдс и эффект Риги—Ледюка в сильном поперечном магнитном поле являются недиссипативными, т. е. не зависят от механизма релаксации и определяются только законом дисперсии носителей тока [1]. Теория этих явлений в сильном квантующем магнитном поле в массивных образцах была развита авторами работ [2, 3].

В настоящей работе вышеназванные термомангнитные явления рассмотрены в полупроводниковых сверхрешетках (СР) при наличии квантующего магнитного поля, направленного по оси СР, т. е. перпендикулярно слоям. Ранее эта задача нами была решена в сильном, но неквантующем магнитном поле [4], и данная работа является ее естественным продолжением. Отметим, что влияние квантования движения носителей тока в плоскости СР было учтено в [5] при вычислении магнитотермоэдс только в одноминизонном приближении.

Нами же рассмотрен более общий случай в теории магнитотермоэда и эффекта Риги—Ледюка в СР. Получены зависимости эффектов от магнитного поля и температуры в произвольном сильном магнитном поле для невырожденного электронного газа. Показано, что квантование приводит к увеличению термоэда и уменьшению эффекта Риги—Ледюка. В случае сильного вырождения термоэда определяется плотностью состояний в СР.

Если ось Z и квантующее магнитное поле H направить вдоль оси СР, то для модели, рассматриваемой в [4], спектр электронов проводимости имеет вид¹

$$\varepsilon(H, k_z) = \varepsilon_{\nu l} - \Delta_{\nu l} \cos k_z d, \quad \varepsilon_{\nu l} = \varepsilon_{\nu} + \varepsilon_l. \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon_l = \hbar \Omega (l + 1/2)$, $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ — магнитные уровни Ландау; $\Omega = eH/mc$ — циклотронная частота; m — эффективная масса носителей; $\varepsilon_{\nu} = (\hbar^2/2m)(\pi/d_0)^2 \nu^2$, $\nu = 1, 2, 3, \dots$ — размерно-квантованные уровни в изолированной пленке толщиной d_0 ; $d = d_0 + d_1$ — период, d_1 — толщина барьерных слоев СР, причем $d_1 \ll d_0$, т. е. $d \approx d_0$; $\Delta_{\nu l}$ — полуширина мини-зон. Как видно из (1), в пределах каждой мини-зоны энергия непрерывно меняется в интервале $\varepsilon_{\nu l} - \Delta_{\nu l} \leq \varepsilon \leq \varepsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}$.

Можно показать, что плотность состояний, соответствующая спектру (1), определяется выражением [6]

$$g(\varepsilon) = \sum_{\nu l} g_{\nu l}(\varepsilon) \Theta(\varepsilon - \varepsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}) \Theta(\varepsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l} - \varepsilon), \quad (2)$$

где

$$g_{\nu l}(\varepsilon) = (\pi^2 R^2 d)^{-1} [\Delta_{\nu l}^2 - (\varepsilon_{\nu l} - \varepsilon)^2]^{-1/2}; \quad (3)$$

$\Theta(x)$ — ступенчатая функция; $\Theta(x) = 1$ при $x > 0$, $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$; $R = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина. Тогда для концентрации электронов получим

$$n = (\pi R^2 d)^{-1} \sum_{\nu l} \left\{ f_0(\varepsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}) + \int_{\varepsilon_{\nu l} - \Delta_{\nu l}}^{\varepsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}} B_{\nu l}(\varepsilon) \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon \right\}, \quad (4)$$

где

$$B_{\nu l}(\varepsilon) = \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{\varepsilon_{\nu l} - \varepsilon}{\Delta_{\nu l}} \right), \quad 0 \leq B_{\nu l} \leq 1. \quad (5)$$

В случае сильного вырождения $\zeta - (\varepsilon_{1,0} - \Delta_{1,0}) > k_0 T$ концентрация n представляет собой полное число состояний G , расположенных ниже уровня Ферми ζ :

$$n = G(\zeta) = (\pi R^2 d)^{-1} \sum_{\nu=1}^{\nu_0} [L + B_{\nu L}(\zeta) \Theta(\zeta - \varepsilon_{\nu L} + \Delta_{\nu L}) \Theta(\varepsilon_{\nu L} + \Delta_{\nu L} - \zeta)]. \quad (6)$$

Здесь ν_0 и $L = L(\nu)$ определяются из условий

$$\varepsilon_{\nu_0-1,0} + \Delta_{\nu_0-1,0} \leq \zeta \leq \varepsilon_{\nu_0,0} + \Delta_{\nu_0,0}; \quad \varepsilon_{\nu, L-1} + \Delta_{\nu, L-1} \leq \zeta \leq \varepsilon_{\nu, L} + \Delta_{\nu, L}. \quad (7)$$

Если электронный газ не вырожден $\exp\{[\zeta - (\varepsilon_{1,0} - \Delta_{1,0})]/k_0 T\} \ll 1$, то из (4) находим

$$n = (x/\text{sh } x) n_0 \sum_{\nu} e^{\eta - \varepsilon_{\nu}^*} I_0(\Delta_{\nu}^*), \quad (8)$$

где

$$n_0 = \frac{mk_0 T}{\pi \hbar^2 d}, \quad x = \frac{\hbar \Omega}{2k_0 T}, \quad \eta = \frac{\zeta}{k_0 T}, \quad \varepsilon_{\nu}^* = \frac{\varepsilon_{\nu}}{k_0 T}, \quad \Delta_{\nu}^* = \frac{\Delta_{\nu}}{k_0 T}; \quad (9)$$

$I_0(\Delta_{\nu}^*)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

При выводе (8) мы предположили, что полуширина мини-зон не зависит от магнитного квантового числа l . Отметим, что и в дальнейшем в некоторых конкретных случаях будем использовать такое же предположение.

¹ Спиновым расщеплением пренебрегаем.

В сильном магнитном поле поперечная термозад определяется средней энергией [4]. Если при усреднении использовать функцию плотности состояний (2), то для термоэдс в квантующем магнитном поле получим

$$\alpha = -\frac{1}{eT} \left\{ \frac{1}{n\pi R^2 d} \sum_{\nu l} \left[\int_{\epsilon_{\nu l} - \Delta_{\nu l}}^{\epsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}} B_{\nu l}(\epsilon) \epsilon \left(-\frac{\partial f_{\nu l}}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon + \int_{\epsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}}^{\infty} \epsilon \left(-\frac{\partial f_{\nu l}}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \right] - \zeta \right\}. \quad (10)$$

Когда электронный газ сильно вырожден, из (10) находим

$$\alpha = -\frac{\pi^2}{3} \frac{k_B^2 T}{en} g(\zeta). \quad (11)$$

Исключая ζ из (6) и (11), можно построить зависимость $\alpha(n, H)$, которая должна иметь корневую особенность на краях мини-зон. Если $\hbar\Omega < \epsilon_{1,0}$, т. е. $H < \pi^2 \hbar c / ed_0^2$, можно ограничиться лишь одной мини-зоной ($\nu=1$), тогда из (2), (4), (5), (6) и (11) легко получим выражение для термоэдс

$$\alpha = -(\pi k_B^2 T / 3e\Delta) [(L+B) \sin(\pi B)]^{-1}, \quad \Delta = \Delta_1, \quad B = B_{1,L}, \quad (12)$$

которое совпадает с результатом работы [5].

Для невырожденного электронного газа (10) дает

$$\alpha(n, H) = \alpha_{xx} - (k_0/e) [x \operatorname{cth} x - 1 - \ln(\operatorname{sh} x/x)]. \quad (13)$$

Здесь $\alpha_{xx}(n)$ — термоэдс в СР с невырожденным электронным газом в классически сильных магнитных полях (см. формулу (24) в [4]). Вклад квантующего поля обращается в нуль по закону $\sim x^2/3$ при $x \rightarrow 0$ (переход к неквантующим H) и растет как $\ln 2x$ при $x \gg 1$. Следовательно, в квантовом пределе термоэдс логарифмически растет с ростом магнитного поля.

Эффект Риги—Ледюка характеризуется коэффициентом $S = -\nabla_y T / H \nabla_x T$. В сильном магнитном поле этот коэффициент, как известно, определяется средней и среднеквадратичной энергиями [4]. Если при усреднении использовать плотность состояний (2), то для S в произвольном квантующем H получим

$$S = \frac{cn}{eH^2 \kappa_\phi T} \left\{ \frac{1}{n\pi R^2 d} \sum_{\nu l} \left[\int_{\epsilon_{\nu l} - \Delta_{\nu l}}^{\epsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}} B_{\nu l}(\epsilon) \epsilon^2 \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon + \int_{\epsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}}^{\infty} \epsilon^2 \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \right] - \left(\frac{1}{n\pi R^2 d} \sum_{\nu l} \left[\int_{\epsilon_{\nu l} - \Delta_{\nu l}}^{\epsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}} B_{\nu l}(\epsilon) \epsilon \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon + \int_{\epsilon_{\nu l} + \Delta_{\nu l}}^{\infty} \epsilon \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \right] \right)^2 \right\}, \quad (14)$$

где κ_ϕ — фононная часть теплопроводности.

В первом исчезающем приближении по вырождению находим

$$S = (\pi^2/3) S_0, \quad S_0 = (ecn/H^2 \kappa_\phi) (k_0/e)^2 T. \quad (15)$$

Отметим, что это выражение общее и не зависит от вида спектра, следовательно, эффект определяется только концентрацией электронов проводимости n .

Когда электронный газ в СР не вырожден, то из (14) имеем

$$S(H) = S_{xx} - S_0 [1 - (x/\operatorname{sh} x)^2], \quad (16)$$

где S_{xx} — коэффициент Риги—Ледюка в СР в сильном неквантующем поле (см. (29) в [4]). Выражение в квадратных скобках в (16) обращается в нуль как $\sim x^2/3$ при $x \rightarrow 0$ и стремится к единице при $x \gg 1$. Следовательно, с ростом квантующего магнитного поля коэффициент Риги—Ледюка уменьшается и при $x \gg 1$ приближается к минимальному значению $S_{\min} = S_{xx} - S_0$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 320 с.
 [2] Аскеров Б. М., Эминов Р. Ф. — ФТП, 1974, т. 8, в. 5, с. 950—953.
 [3] Аскеров Б. М., Джафаров М. И., Эминов Р. Ф. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 372—375.

[4] Аскеров Б. М., Гашизмаде Н. Ф., Панахов М. М. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 3, с. 818—824.

[5] Lyo S. K. — Phys. Rev. B, 1984, в. 30, N 6, p. 3257—3260.

[6] Луцкий В. Н., Каганов М. И., Шик А. Я. — ЖЭТФ, 1987, т. 92, в. 2, с. 721—729.

Азербайджанский государственный университет им. С. М. Кирова
Баку

Получено 20.07.1987
Принято к печати 25.11.1987

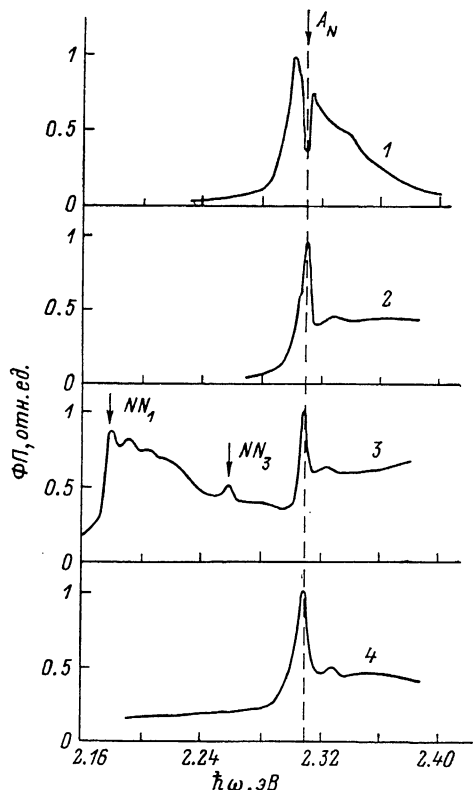
ФТП, том 22, вып. 6, 1988

ФОТОЭФФЕКТ, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЭФФЕКТОМ ШТАРКА НА СВЯЗАННОМ ЭКСИТОНЕ В GaP : N

Пихтин А. Н., Попов В. А., Юнис М.

В [1, 2] сообщалось о наблюдении «аномального» фотоэффекта на связанных на изоэлектронных ловушках экситонах в GaP(N)—*p-n*-переходах. Эти результаты указывали на эффективную передачу возбуждения связанными экситонами на расстояние более 10 мкм, что впоследствии было подтверждено в [3]. В настоящей работе, являющейся продолжением [1, 2], впервые сообщается об экспериментальном наблюдении в полупроводниках фотоэффекта, вызванного распадом экситона, связанного на изоэлектронной ловушке, в поле заряженных примесей.

Измерения фотопроводимости, выполненные нами при $T=40\div 80$ К на эпитаксиальных слоях фосфида галлия, полученных химическим осаждением из газовой фазы, показали следующее. В образцах *n*-типа, легированных теллуром или серой до $N_D=(0.6\div 6)\cdot 10^{17}$ см⁻³ и азотом до $N_N=4\cdot 10^{18}$ см⁻³ на фоне



Спектры фотопроводимости при $T=77$ К эпитаксиальных слоев фосфида галлия, легированных азотом ($N_N=4\cdot 10^{18}$ см⁻³).

1, 4 — некомпенсированные образцы до диффузии меди; 2 — слабо компенсированные ($T_{\text{дифф}}=513$ °С), 3 — сильно компенсированные ($T_{\text{дифф}}=675$ °С) медью образцы. Толщина эпитаксиальных слоев, мкм: 1—3 — 40; 4 — 5. A_N — бесфоновая линия экситона, связанного на одиночных атомах азота; NN_1 , NN_2 — линии экситонов, связанных на парах атомов азота.

примесной фотопроводимости в области хорошо известной A_N -линии экситона, связанного на одиночном атоме азота в GaP, наблюдался узкий «провал» (см. рисунок, кривая 1). Это однозначно указывало на наличие нефотоактивного поглощения в области A_N -линии. В то же время на некоторых образцах в этой области был обнаружен сильный фотоответ. Анализ этого явления показал, что оно может быть вызвано распадом связанного на азоте экситона в поле заряженных примесей. Для проверки этого предположения была проведена серия измерений на образцах, компенсированных медью путем диффузии.