

ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРЕМНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

П.Д.Алтухов, Г.Е.Лукус, А.А.Рогачев

Исследована циркулярная поляризация линии излучения с энергией максимума 1,082 эв и линий излучения свободных и связанных экситонов в кремнии в магнитном поле до 50 кэ в интервале температур 1,9 – 15К. Величина поляризации линии 1,082 эв более чем на порядок превышает ожидаемую в простой модели экситонного конденсата.

Исследование циркулярной поляризации излучения в магнитном поле позволяет определить величину и знак g -факторов электронов и дырок [1, 2] и может оказаться наиболее полезным в случае линий излучения, спектральная ширина которых больше величины их зеемановского расщепления.

В настоящей работе исследована циркулярная поляризация широкой линии излучения с энергией максимума 1,082 эв, возникающей в кремнии при высоком уровне возбуждения [3, 4], и линий излучения свободных и связанных экситонов.

Для свободных и связанных экситонов поляризация излучения в слабых магнитных полях должна линейно возрастать с ростом магнитного поля и выходить на насыщение при $g_1\mu_0 H, g\mu_0 H \gg kT$ (где H – магнитное поле, μ_0 – магнетон Бора, g_1 и g – g -факторы дырок и электронов соответственно, kT – температура). В слабых полях степень циркулярной поляризации излучения равна

$$P_{\text{цирк}}(H) = \Phi_N (\langle J_z \rangle - \langle S_z \rangle), \quad (1)$$

где $\langle J_z \rangle$ и $\langle S_z \rangle$ – средние моменты дырок и электронов соответственно. Множитель Φ_N зависит от соотношения матричных элементов, определяющих вероятность переходов через различные промежуточные состояния, и может иметь разную величину и знак для переходов с участием LO -, LA -, TA - и TO -фононов или бесфононной (NF) линии излучения. Для NF -линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре, в состоянии A_1 $\Phi_N = \Phi_{NF} = 1$.

В случае экситона, связанного на нейтральном доноре, моменты электронов в основном состоянии экситона антипараллельны, электроны в магнитном поле не ориентируются, т. е. $\langle S_z \rangle = 0$, а величина и знак поляризации определяются величиной и знаком g -фактора дырок. При этом

$$\langle J_z \rangle = - \frac{5}{4} \frac{g_1 \mu_0 H}{kT}. \quad (2)$$

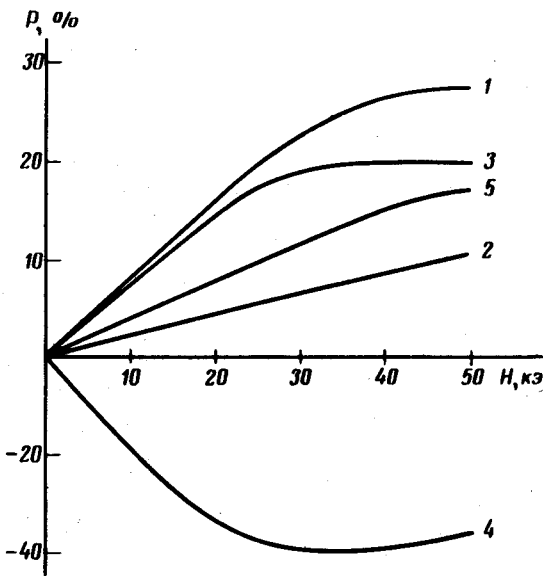
Для экситона, связанного на нейтральном акцепторе в состоянии с полным моментом дырок $l = 0$ $\langle J_z \rangle = 0$, а в состоянии с $l = 2$

$$\langle J_z \rangle = - \frac{g_1 \mu_0 H}{kT} \quad (3)$$

В обоих случаях $\langle S_z \rangle = - \frac{1}{4} \frac{g \mu_0 H}{kT}$. Для вырожденного газа невзаимодействующих электронов и дырок, согласно [5]

$$\langle J_z \rangle = - \frac{15}{8} \frac{g_1 \mu_0 H}{E_F^h}, \quad \langle S_z \rangle = - \frac{3}{8} \frac{g \mu_0 H}{E_F^e}, \quad (4)$$

где E_F^h и E_F^e – энергии Ферми дырок и электронов соответственно.



$= 1,151$ эв, бесфононный переход, 5 – экситон, связанный на нейтральном акцепторе (бор), $h\nu = 1,0933$ эв, TO -фонон

Рис. 1. Зависимость степени циркулярной поляризации излучения P от магнитного поля H при температуре $T = 1,9$ К: 1, 2, 3, 4 – Si: P с удельным сопротивлением $\rho \sim 100$ ом·см, n -типа; 5 – Si: B, $\rho \sim 5$ ом·см, p -типа. 1 – свободный экситон, $h\nu = 1,098$ эв, переход с испусканием TO -фонона; 2 – линия с $h\nu_{\text{макс}} = 1,082$ эв, $h\nu = 1,082$ эв, TO -фонон; 3, 4 – экситон, связанный на нейтральном доноре (фосфор); 3 – $h\nu = 1,0925$ эв, TO -фонон; 4 – $h\nu =$

Циркулярная поляризация излучения кремния измерялась в геометрии Фарадея при $H \parallel [111]$ с помощью методики аналогичной использованной в [6]. Излучение возбуждалось с помощью аргонового лазера. На рис. 1 представлена зависимость степени поляризации излучения P от магнитного поля H для линий излучения свободного, связанного на нейтральном доноре (фосфор), связанного на нейтральном акцепторе (бор) экситонов и линии $1,082$ эв. Учитывая, что для NF -линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре, теоретическое значение поляризации в насыщении $P_{\text{цирк}}^{\text{нас}} = -1$, можно определить фактор деполаризации излучения и истинную величину поляризации всех линий.

По величине поляризации NF -линии излучения в слабом поле с помощью выражений (1) и (2) мы определили величину g -фактора дырки

экситона, связанного на нейтральном доноре, $g_1 = 1,15 \pm 0,15$, которая близка к величине g_1 , найденной в [7]. По величине поляризации TO -линии излучения этого экситона мы нашли величину $\Phi_N = \Phi_{TO} = -0,4-0,5$ для перехода с участием TO -фонона. Из рис. 1 видно, что поляризация всех линий, соответствующих переходам с испусканием TO -фонона, имеет одинаковый знак. Из формул (1) – (3) следует, что совпадение знаков поляризации TO -линий излучения экситона, связанного на нейтральном доноре, и экситона, связанного на нейтральном акцепторе, может иметь место при одинаковых знаках g_1 и g (согласно [8] $g = 2$) только в том случае, если в основном состоянии экситона, связанного на нейтральном акцепторе, полный момент двух дырок равен $l = 2$. Предположение о том, что состояние с $l = 2$ обладает минимальной энергией, высказывалось в работе [9], однако до настоящей работы, по-видимому, не имелось подтверждающих его экспериментальных данных.

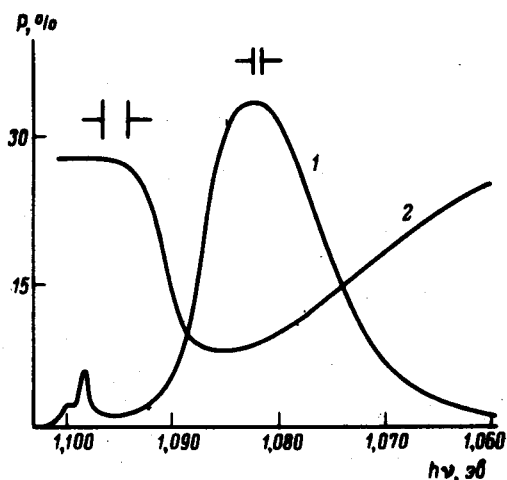


Рис. 2. Спектральное распределение излучения и степени циркулярной поляризации P в чистом кремнии ($\rho \sim 6500$ ом·см, p -типа), $T = 1,9$ К: 1 – излучение, 2 – поляризация, $H = 46$ кэ

На рис. 2 представлено спектральное распределение поляризации и излучения в чистом кремнии при высоком уровне возбуждения. Используя определенный из рис. 1 фактор деполяризации, мы нашли из рис. 2 среднюю степень поляризации линии $1,082$ эв. По этой величине с помощью (1) и (4), положив $E_F^e = 8,2$ мэв, $E_F^h = 16,0$ мэв [4], $g = 2$ [8], $\Phi_{TO} = -0,4$, мы рассчитали g -фактор дырки в конденсате, который оказался равен $g_1 \approx 25$. Эта величина намного превышает все известные экспериментальные и теоретические значения g -фактора свободных и связанных дырок в кремнии.

Взаимодействие между носителями в конденсате может привести к увеличению спиновой восприимчивости электронов и дырок [10] и соответственно к увеличению степени циркулярной поляризации излучения. Фактор усиления спиновой восприимчивости для электронной ферми-жидкости в нормальных металлах не превосходит 1,5 для $r_s < 1$ [10]. Поскольку для Si в конденсате $r_s \approx 0,84$ [11], причина значительного (более чем на порядок величины) усиления спиновой восприимчивости дырок в конденсате представляется неясной.

На рис. 3 представлена температурная зависимость степени поляризации излучения свободных экситонов и линии $1,082$ эв. Темпера-

тура измерялась по ширине линии излучения свободных экситонов в интервале $6 \leq T \leq 15\text{K}$, а в интервале $1,9 \leq T \leq 4,2\text{K}$ контролировалась по отношению LO и TO компонент излучения свободных экситонов [12] и соответствовала температуре гелиевой ванны. С ростом температуры поляризация свободного экситона падает по закону $\sim 1/T$, а поляризация линии $1,082 \text{ эв}$ постоянна при $1,9 < T < 10\text{K}$ и падает примерно в 1,4 раза при $11 < T < 14\text{K}$. Для экситонного конденсата следует ожидать постоянства поляризации вплоть до температур близких к критической.

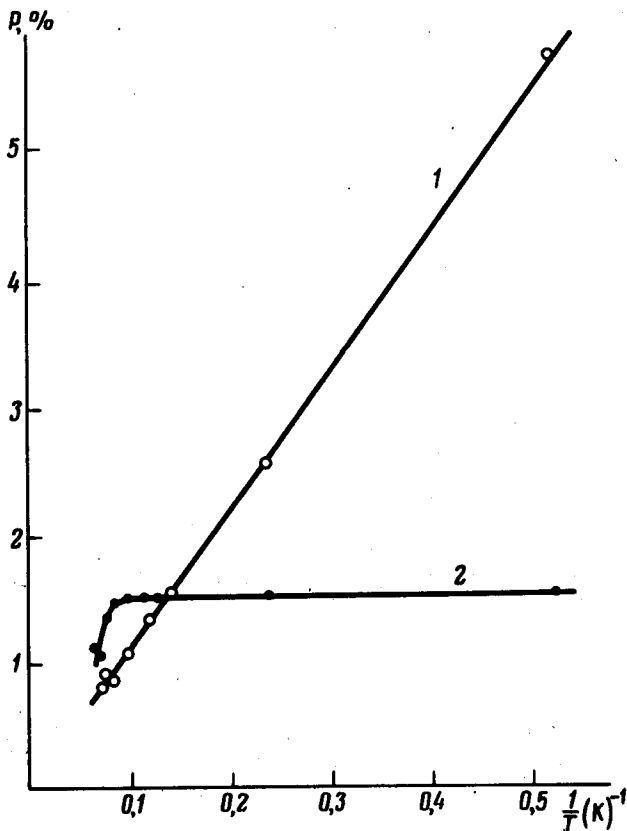


Рис. 3. Температурная зависимость степени циркулярной поляризации P : Si: P, $\rho \sim 100 \text{ ом}\cdot\text{см}$, n -типа, $H = 6 \text{ кэ}$; 1 — свободный экситон, $h\nu = 1,098 \text{ эв}$, TO -фонон; 2 — линия $1,082 \text{ эв}$, $h\nu = 1,082 \text{ эв}$, TO -фонон

Отметим, что степень поляризации линии $1,082 \text{ эв}$ в поле $\sim 50 \text{ кэ}$ должна соответствовать степени ориентации дырок в конденсате $\sim 50\%$ (число дырок, ориентированных по полю, примерно в три раза меньше числа дырок, ориентированных против поля). В этом случае можно было бы ожидать заметного изменения формы линии и ее ширины. Однако никаких изменений формы линии и ее положения в магнитном поле до 50 кэ не наблюдается.

В работе [3] предполагается, что линия $1,082 \text{ эв}$ связана с излучением экситонных молекул. Если в основном состоянии молекулы полный момент дырок $l = 2$, то поляризация излучения биекситонов должна иметь тот же знак и быть близка по величине к степени поляризации излучения экситонов. Если считать, что линия $1,082 \text{ эв}$ связана с экситонными молекулами, то величина поляризации этой линии примерно соответствует ожидаемой. Однако объяснение температурной зависимос-

ти поляризации в модели экситонных молекул сталкивается с серьезными трудностями.

В заключение авторы приносят благодарность А.Г.Аронову, М.И.Дьяконову и В.И.Перелю за полезные обсуждения:

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

Поступила в редакцию
27 апреля 1976 г.

Литература

- [1] Р.И.Джиоев, Б.П.Захарченя, В.Г.Флейшер. Письма в ЖЭТФ, 17, 244, 1973.
 - [2] D.Bimberg, W.Ruhle. Proc XII Intern. Conf. on Phys. Semicond Stuttgart 1974, p. 561.
 - [3] J.R.Haynes. Phys. Rev. Lett., 17, 860, 1966.
 - [4] А.С.Каминский, Я.Е.Покровский, Н.В.Алкеев. ЖЭТФ, 59, 1937. 1970.
 - [5] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ФТТ, 14, 1452, 1972.
 - [6] В.М.Аснин, Ю.Н.Ломасов, А.А.Рогачев. Письма в ЖТФ, 1, 596, 1975.
 - [7] J.M.Cherlow, R.L.Aggarwal, B.Lax. Phys. Rev., B7, 4547, 1973.
 - [8] G.Feher. Phys. Rev., 114, 1219, 1959.
 - [9] P.I.Dean, W.F.Flood, G.Kaminskij. Phys. Rev., 163, 721, 1967.
 - [10] Д.Пайнс, Ф.Нозьер. Теория квантовых жидкостей, М., изд. Мир, 1967.
 - [11] W.F.Brinkman, T.M.Rice. Phys. Rev., B7, 1508, 1973.
 - [12] R.V.Hammond, D.L.Smith, T.C.McGill. Phys. Rev. Lett., 35, 1535, 1975.
-