

Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 553 – 558

20 ноября 1971 г.

**ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВ
И РАСЩЕПЛЕНИЕ ЗОН В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Р. И. Джоев, Б. П. Загарченко, В. Г. Флейшер

Оптическая ориентация электронных спинов при межзонном поглощении циркулярно поляризованного света в полупроводниках может быть использована для изучения ряда характеристик расщепления зон.

Приведенные ниже экспериментальные результаты иллюстрируют возможности этого метода для изучения сдвига отщепленной валентной зоны в легированном ρ -GaAs, а также для исследования расщепления зоны проводимости. Это расщепление, возникающее в кристаллах без центра инверсии должно приводить к дополнительной спиновой релаксации. Как показано Дьяконовым и Перелем [1], ее скорость быстро возрастает с энергией электронов в зоне проводимости. При энергии $E_{h\nu}$ квантов возбуждающего света, удовлетворяющей условию $E_{h\nu} - E_g \ll \Delta$ (E_g – ширина запрещенной зоны и Δ – величина спин-орбитального расщепления валентной зоны) спиновая ориентация максимальна. В этом случае спиновая релаксация соответствует релаксации термализованных электронов и характеризуется временем τ^{ST} . С увеличением $E_{h\nu} - E_g$ дополнительная релаксация, вызванная расщеплением зоны проводимости, может приводить к изменению вида наблюдаемой зависимости степени ρ циркулярной поляризации рекомбинационного излучения от $E_{h\nu}$ вплоть до изменения знака поляризации.

В работе [2] было найдено систематическое расхождение теоретической и экспериментальной зависимостей $\rho_T(E_{h\nu})$ и $\rho_3(E_{h\nu})$ для ρ -GaAs с концентрацией $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Однако в [3] было показано, что это расхождение связано с различием τ^{ST} в объеме и на поверхности образца. Из результатов [3] следовал вывод о сохранении спиновой ориентации при релаксации по Энергии и импульсу электронов проводимости в случае сильно легированного полупроводника. Как показано в [1], рассеяние на примесях снижает влияние расщепления зоны проводимости на спиновую релаксацию (эффект, аналогичный сужению линий парамагнитного резонаанса в жидкостях и газах). Поэтому исследование эффекта спиновой релаксации нетермализованных электронов следует проводить либо при меньших, чем в [2], концентрациях примеси, либо при больших энергиях.

На рис. 1 приведена зависимость $\rho(E_{h\nu})$ для концентрации примеси равной $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в энергетическом интервале $E_g \leq E_{h\nu} \leq E_g + 3\Delta$ при 77°K . Ширина линии возбуждающего света у основания составляла $\sim 20 \text{ мэв}$. Для исключения ошибок анализатора при измерении слабых сигналов циркулярной поляризации (U_σ) возбуждение производилось как право (σ^+), так и лево (σ^-) циркулярно поляризованным светом. Приведенные на рис. 1 величины $\rho(E_{h\nu})$ найдены по значениям $(U_{\sigma+} + U_{\sigma-})/2$. При $E_{h\nu} \approx 2,02 \text{ эв}$ происходит смена знака циркулярной поляризации. Надежным критерием наблюдения спиновой ориентации по рекомбинационному излучению является деполяризация этого излучения в магнитном поле H . Приведенные на рис. 2 кривые зависимости $\rho(H)$ также рассчитаны по значениям $(U_{\sigma+} + U_{\sigma-})/2$ при различных H для 3-х значений длин волн. Наблюдение деполяризации рекомбинационного излучения в магнитном поле (кривая 3 рис. 2) для участка $E_{h\nu}$, соответствующего смене знака циркулярной поляризации на рис. 1, позволяет надежно установить "перемагничивание" электронного газа с ростом энергии фотонов. В работе [4] было также сообщено о наблюдении смены знака циркулярной поляризации, которая интерпретировалась в соответствии с [1]. Однако, для такой интерпрета-

ции необходимы данные по деполяризации люминесценции в магнитном поле и анализ зависимости $\rho(E_{hv})$, поскольку смена знака поляризации может происходить безотносительно к расщеплению зоны проводимости в результате значительного различия S_T в объеме и на поверхности (см. ниже).

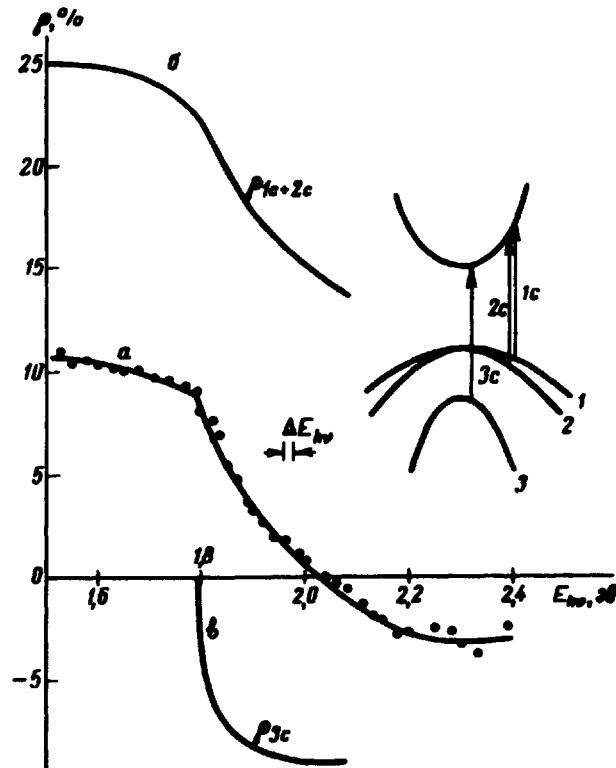


Рис. 1. а – экспериментальная зависимость степени циркулярной поляризации ρ от E_{hv} , б и в – расчетные зависимости $\rho(E_{hv})$, соответствующие возникновению ориентации при переходах $1c + 2c$ (б) и $3c$ (в)

Учет различного вклада зоны тяжелых (1) и легких (2) дырок, а также отщепленной (3) зоны в результирующую ориентацию P позволяет объяснить наблюдаемый эффект. Без учета спиновой релаксации:

$$P = \left(\sum_{n=1}^3 K_n P_n \right) / \sum_{n=1}^3 K_n,$$

где P_n – вероятность ориентации при переходе из n -ой зоны и $K_n / \sum_{n=1}^3 K_n$ – нормированный коэффициент поглощения для n -ой зоны. На рис. 1 приведены расчетные (по данным работы [1]) кривые (б) и (в) зависимостей $\rho(E_{hv})$ раздельно для переходов, приводящих к созданию ориентации противоположного знака. Кривая (б) соответствует суммарному вкладу зон 1 и 2 и кривая (в) – вкладу зоны 3; В рассматриваемом диапазоне энергий превалирует ориентация определяемая зонами 1 и 2. Однако, включение механизмов релаксации, зависящих

от энергии электронов в зоне проводимости, приведет к относительно-му уменьшению вклада зон 1 и 2 по сравнению с зоной 3; поскольку энергия электронов в результате переходов 3с меньше, чем в случае 1с и 2с (см. рис. 1). К аналогичному результату приводит различие в пространственном распределении электронов, соответствующих переходам 1с + 2с и 3с. Поскольку $K_1 + K_2 > K_3$, вклад зон 1 и 2 больше в приповерхностном слое, а зоны 3 – в объеме. Если r_n^{ST} в объеме существенно больше, чем на поверхности, может также произойти смена знака результирующей ориентации:

$$P = \sum_{n=1}^3 [r_n^{ST}/(r_n + r_n^{ST})] K_n P_n \exp(-\Phi_n) / \sum_{n=1}^3 K_n .$$

Здесь множитель $r_n^{ST}/(r_n + r_n^{ST})$ определяется соотношением времени жизни r_n и спиновой релаксации r_n^{ST} термализованных электронов с учетом их пространственного распределения при возбуждении из разных зон. Φ_n – определяет спиновую релаксацию, связанную с расщеплением зоны проводимости. По модели Дьяконова и Переля $\Phi_n = (\alpha_n \epsilon_n / \epsilon_0)^6$, где $\epsilon_n = E_{h\nu} - E_g$ для зон 1 и 2 и $\epsilon_n = E_{h\nu} - (E_g + \Delta)$ для зоны 3. Величина $\alpha_n = 1/(1 + m_e/m_n)$, где m_e и m_n – эффективные массы электрона и дырки в n -ой зоне. ϵ_0 – соответствует энергии электрона в зоне проводимости, при которой P уменьшается в ϵ -раз из-за расщепления этой зоны. На рис. 3 приведены рассчитанные Дьяконовым и Перелем зависимости $\rho(E_{h\nu})$ для $\epsilon_0 = 0,5; 1; 2$ и ∞ (в единицах спин-орбитального расщепления $x = (E_{h\nu} - E_g)/\Delta$). На этом же рисунке нанесены экспериментальные значения, умноженные на $2(r_{1,2} + r_{1,2}^{ST})/r_{1,2}^{ST}$ для перехода от наблюдаемых величин ρ к рассчитанным P . Множитель $(r_{1,2} + r_{1,2}^{ST})/r_{1,2}^{ST}$ определен для $E_{h\nu} \approx E_g$. При этом не учитывается изменение r_n и r_n^{ST} с энергией $E_{h\nu}$. В то же время кривая 2 на рис. 2 ($E_{h\nu} = 1,87 \text{ эв}$) имеет "хвост" в области больших H (вплоть до 4 кэ), соответствующий увеличенному вкладу приповерхностной области с малым r_n^{ST} . У кривой 3 на том же рисунке такой "хвост" отсутствует, что соответствует меньшему значению K_3 : $K_3 \approx 0,25(K_1 + K_2)$ и, соответственно, меньшему вкладу приповерхностной области. Для того, чтобы проверить, насколько существенно влияние поверхности, на том же кристалле GaAs был образован слой твердого раствора GaAlAs. Этот широкозонный слой прозрачен при $E_{h\nu} \leq E_g + 2\Delta$ и существенно изменяет характеристики поверхности GaAs, вблизи которой создается спиновая ориентация. Оказалось, что при этом "веер" кривых $\rho(H)$ для разных H (см. [3]) существенно сузился, а "хвосты" в области больших H резко уменьшились. В то же время кривая $\rho(x)$ в области x от 1 вплоть до края поглощения GaAlAs подобна приведенной на рис. 1. В этом случае также надежно была установлена смена знака циркулярной поляризации в области $E_{h\nu} \approx 2,1 \text{ эв}$ ¹). Таким образом, можно сделать заключение, что смена знака в нашем случае связана с расщеплением

¹) Подробнее об этих экспериментах сообщается в совместной с Д.З.Гарбузовым публикации.

зоны, а не с поверхностными эффектами. Экспериментальные результаты согласуются с теорией при $2 \leq \epsilon_0 < 3$. Для более точного определения ϵ_0 необходимо учитывать изменение τ^{ST} .

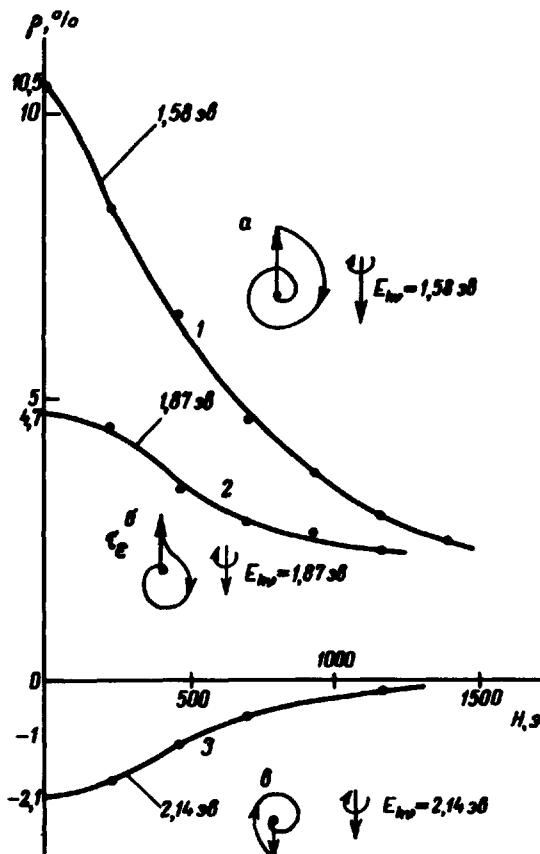


Рис. 2. Деполяризация рекомбинационного излучения в магнитном поле: 1, 2 и 3 – кривые зависимости $\rho(H)$ при $E_{hv} = 1,58; 1,87$ и $2,14$ эВ, соответственно. *a*, *b* и *c* – полярные диаграммы, иллюстрирующие изменение вектора спиновой ориентации в пространстве и времени при наложении внешнего магнитного поля. *a* и *c* – соответствуют релаксации термализованных электронов за времена, сравнимые с периодом ларморовой прецессии, *b* – учитывает быструю релаксацию в течение времени τ_ϵ , связанную с расщеплением зоны проводимости, и последующую релаксацию термализованных электронов

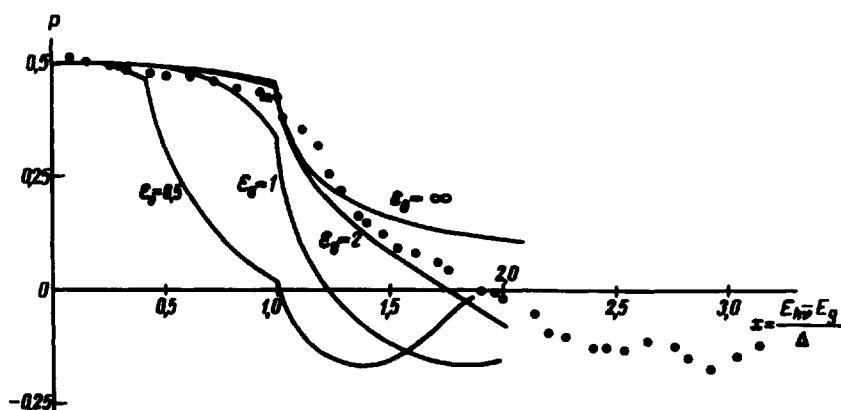


Рис. 3. Сравнение расчетных зависимостей степени ориентации ρ при различных значениях параметра ϵ_0 с экспериментом

Вторая характерная особенность кривой *a* на рис. 1 заключается в наличии излома при $E_{hv} = 1,79 \pm 0,02$ эВ, соответствующего включению зоны 3. Эта величина меньше хорошо известной для чистых

кристаллов GaAs величины $E_g + \Delta = 1,85 \text{ эВ}$ (при 77°K). Возможно, что это связано с образованием полосы отщепленных акцепторных состояний, сливающихся с отщепленной зоной. Эффективная масса дырок в отщепленной зоне ~ в 3 раза меньше, чем в зоне тяжелых дырок. Поэтому образование такой полосы вблизи отщепленной зоны должно происходить при меньших концентрациях акцепторной примеси, чем это обычно имеет место для зоны тяжелых дырок. Таким образом, метод оптической ориентации электронных спинов позволяет исследовать как механизм спиновой релаксации высоковозбужденных электронов в зоне проводимости, так и энергетические сдвиги спин-орбитально отщепленной зоны в случае сильно легированных полупроводников.

Авторы признательны В.И.Перелью и М.И.Дьяконову за обсуждение и любезное предоставление результатов расчета, а также Л.М.Канской за помощь в обработке экспериментальных результатов .

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 октября 1971 г.

Литература

- [1] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 60, 1954, 1971.
 - [2] Б.П.Захарчена, В.Г.Флейшер, Р.И.Джиоев, Ю.Н.Вещунов, И.Б.Русанов. Письма в ЖЭТФ, 13, 195, 1971. '
 - [3] В.Г.Флейшер, Р.И.Джиоев, Б.П.Захарчена, Л.М.Канская. Письма в ЖЭТФ, 13, 422, 1971.
 - [4] А.И.Екимов, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 13, 700, 1971.
-