

ОСОБЕННОСТИ ФАНО-ТИПА В МАГНЕТО-ПОГЛОЩЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

*В.И.Белицкий¹⁾, А.Кантареро¹⁾, С.Т.Павлов**

*Отдел прикладной физики
Университета Валенсии, Бурхасот,
E-46100 Валенсия, Испания*

**Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 февраля 1996 г.

После переработки 20 марта 1996 г.

Показано, что в массивных полупроводниках в процессах магнетопоглощения с образованием горячих электронно-дырочных пар (ЭДП) и с учетом их рассеяния на дефектах возникают сильно асимметричные резонансные профили фано-типа. Полученный результат справедлив при переходах в электронные состояния с большими квантовыми числами Ландау, когда роль кулоновского взаимодействия мала. Физической причиной столь резкого изменения коэффициента магнетопоглощения по сравнению с ожидаемым результатом для обычной плотности состояний в квантующем магнитном поле является квазиодномерный характер электронных возбуждений. Форма резонансного поглощения находится в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными.

PACS: 78.20.Dj; 78.30.Fs; 71.20.-b; 72.10.Fk

В недавней работе Глутша с сотрудниками [1] в массивных полупроводниках наблюдались зависимости коэффициента поглощения фано-типа, которые были объяснены связью между магнетоэкситонными состояниями дискретного и непрерывного спектра. Авторы [1] показывают, что необходимая связь может быть обеспечена за счет кулоновского взаимодействия. Полученные ими экспериментальные и теоретические профили имеют асимметричную форму. Однако в области больших энергий наблюдаемые особенности проявляются в экспериментальных данных гораздо ярче, чем в результатах вычислений. Более того, роль кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой (которое учитывается как основная причина наблюдаемого эффекта) должна была бы ослабевать для больших значений квантового числа Ландау N , где характерная магнитная энергия $N\hbar\omega_c$ велика по сравнению с экситонным Ry . Типичный спектр магнетопоглощения [2, 3] в GaAs, демонстрирующий резонансы фано-типа, представлен на рис.1.

Мы предлагаем качественное объяснение возникновения фано-особенностей в магнетопоглощении как проистекающего из квазиодномерного характера электронных возбуждений и соответствующих сингулярностей в плотности энергетических состояний (зон Ландау, помещенных в континуум) и независимого от деталей взаимодействия электронных возбуждений. Мы показываем, что сильная асимметрия, качественным образом отличающая фано-профили, может быть обнаружена в магнетопоглощении некоррелированных ЭДП в случае сильного упругого рассеяния примесями или иными дефектами. Нам представляется, что точное аналитическое решение проблемы невозможно и

¹⁾V.Belitsky, A.Cantarero

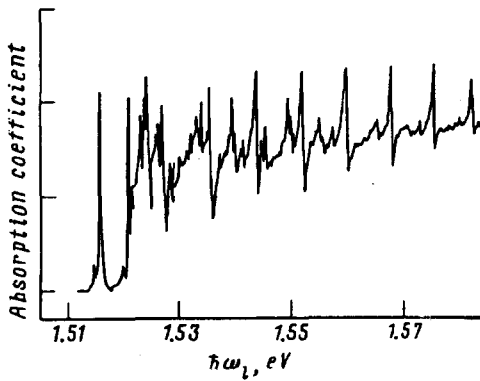


Рис.1. Экспериментальные профили [2] магнетопоглощения в GaAs в магнитном поле $H = 2.65$ Тл

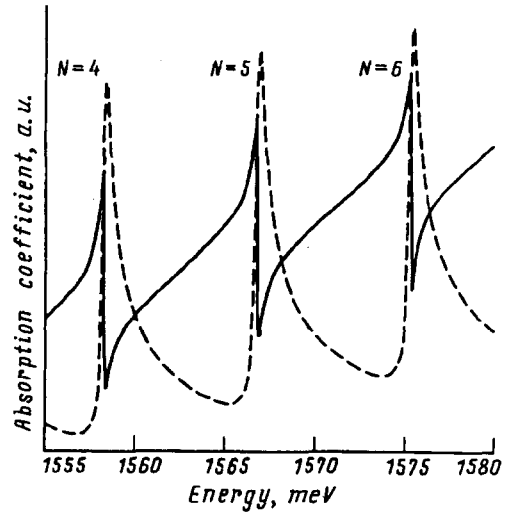


Рис.2. Результаты вычислений магнетопоглощения в магнитном поле $H = 5.2$ Тл в соответствии с моделью, обсуждаемой в основном тексте. Ширина щели 1.52эВ, эффективная масса электрона $m_e = 0.067 m_0$, и $\Lambda = 0.2$. Пунктирная кривая показывает профиль, вычисленный для "голых" уровней Ландау с постоянным уширением $0.02 \hbar\omega_{ce}$

что даже весьма изощренный численный анализ сталкивается с серьезными проблемами, как это продемонстрировано в [1] для поглощения света магнетокситонами. Наш подход имеет своей целью не количественный анализ, а качественное указание на воздействие рассеяния на поглощение света квазиодномерными электронными возбуждениями в квантующем магнитном поле. Наши результаты неприменимы в области энергий, близких к энергии края фундаментального поглощения, так как мы рассматриваем свободные ЭДП.

Итак, задача заключается в вычислении коэффициента поглощения света α для собственного полупроводника, облучаемого светом, рождающим горячие электронно-дырочные (ЭДП) пары, то есть достаточно далеко за краем полосы фундаментального поглощения. Это позволяет нам пренебречь электрон-дырочным взаимодействием и выразить коэффициент поглощения через перенормированные одночастичные функции Грина электрона и дырки (в поляризационной петле), являющиеся решениями соответствующих уравнений Дайсона:

В пренебрежении электрон-дырочным взаимодействием коэффициент поглощения света α может быть записан в факторизованном виде

$$\alpha = \frac{4n(\omega_1)e^2|e_1 p_{cv}|^2}{V_0 m_0^2 c \hbar \omega_1} \int d\omega \sum_{N, k_y, k_z} \text{Im} G_e(N, k_z; \omega) \text{Im} G_h(N, -k_z; \omega_1 - \omega), \quad (1)$$

где ω_1 (e_1) – частота (поляризация) падающего света, n – коэффициент преломления, e – величина заряда электрона, p_{cv} – междузонный матричный

элемент оператора импульса, V_0 – нормировочный объем, m_0 – масса свободного электрона, k_z – z -компонента волнового вектора, G_e (G_h) – функция Грина электрона (дырки), перенормированная за счет всех видов взаимодействия и являющаяся решением соответствующего уравнения Дайсона. Итак, имеем

$$\alpha = \frac{4n(\omega_l)e^2|e_l p_{cv}|^2}{V_0 m_0^2 c \hbar \omega_l} \int d\omega \sum_{N, k_y, k_z} \text{Im} [G_{0e}^{-1}(N, k_z; \omega) - \Xi_e(N, k_z; \omega)]^{-1} \times \\ \times \text{Im} [G_{0h}^{-1}(N, -k_z; \omega_l - \omega) - \Xi_h(N, -k_z; \omega_l - \omega)]^{-1}, \quad (2)$$

где G_0 – одночастичная функция Грина электрона без учета взаимодействия и Ξ – собственная энергия, вычисленная ниже в наинизшем приближении теории возмущений.

Чтобы показать, как самосогласованное включение рассеяния в наинизшем порядке теории возмущений приводит к драматическим изменениям профиля поглощения, мы используем простую модель параболической зоны проводимости и приближение бесконечно тяжелых дырок. Последнее приближение позволит нам проинтегрировать соотношение (2) аналитически. Рассеяние электронов смоделировано δ -функциональным взаимодействием с точечными дефектами. Вычисление собственной энергии в наинизшем приближении немедленно дает результат

$$\Xi_e(\omega) = -i\Lambda \sum_{N'} \frac{(\hbar\omega_{ce})^{3/2}}{\sqrt{\hbar\omega - (N' + 1/2)\hbar\omega_{ce}}}, \quad (3)$$

где

$$\Lambda = v^2 n_{imp} \hbar\omega_{ce} \frac{m_e^{3/2}}{\pi 2^{3/2} \hbar^3}$$

– безразмерная константа связи, пропорциональная квадрату интенсивности потенциала взаимодействия v и концентрации примесей n_{imp} , m_e – эффективная масса электрона, ω_{ce} – циклотронная частота. Отметим, что δ -функциональная форма рассеивающего потенциала дефектов приводит к расходимости в вещественной части собственной энергии. Для вычисления профилей поглощения мы ограничиваемся конечным числом членов в сумме по квантовому числу Ландау, исходя из разумной величины, определяемой частотой возбуждающего света и величиной магнитного поля.

В результате получаем коэффициент поглощения света

$$\alpha = -\frac{2m_e n(\omega_l)e^2|e_l p_{cv}|^2 \omega_{ce}}{\pi m_0^2 c \hbar \omega_l} \sum_N \int dk_z \text{Im} \left[\hbar\omega_l - \hbar\omega_g - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e} - \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{ce} + \right. \\ \left. + i\Lambda \sum_{N'} \frac{(\hbar\omega_{ce})^{3/2}}{\sqrt{\hbar\omega_l - \hbar\omega_g - (N' + 1/2)\hbar\omega_{ce}}} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Уравнение (4) легко интегрируется аналитически

$$\alpha = \frac{2\sqrt{2}n(\omega_l)e^2 m_e^{3/2} |e_l p_{cv}|^2 \omega_{ce}}{m_0^2 c \hbar^2 \omega_l} \times \\ \times \text{Re} \sum_N \frac{1}{\sqrt{\hbar\omega_l - \hbar\omega_g - \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{ce} + i\Lambda \sum_{N'} \frac{(\hbar\omega_{ce})^{3/2}}{\sqrt{\hbar\omega_l - \hbar\omega_g - (N' + 1/2)\hbar\omega_{ce}}}}} \quad (5)$$

Результаты вычислений в соответствии с (5) и для константы связи $\Lambda = 0.2$ представлены на рис.2. Мы хотим подчеркнуть, что благодаря резонансному характеру перенормировки (см.(3)) минимальная точка каждого резонанса при наибольшей энергии соответствует сингулярности в "голой" плотности состояний для N -го уровня Ландау. Однако каждый отдельный резонанс в (4) состоит из вкладов от различных уровней Ландау, лежащих выше и ниже этого "голого" уровня N . Результирующая форма резонанса сильно отличается от случая "голой" плотности энергетических состояний, и профиль магнетопоглощения приобретает характерный вид фано-профиля.

Последнее обстоятельство служит определенным аргументом в пользу того, что наш подход отражает универсальным образом (по отношению к различным видам взаимодействия) физическую природу профилей фано-типа в магнетопоглощении собственных полупроводников и связывает ее не с конкретным видом взаимодействия электронов и дырок (например, кулоновским взаимодействием), а с квазиодномерным характером движения электронов в магнитном поле и соответствующей ему плотностью энергетических состояний.

Наша модель включает существенным образом только электронную плотность энергетических состояний, так как масса дырки предполагалась бесконечно в вычислениях большой. Для количественного анализа требуется учет этого обстоятельства.

Авторы благодарны проф. М.Кардоне и доктору Т. Руфу за привлечение внимания к проблеме и за стимулирующие дискуссии и проф. Р. Ульбриху за полезные комментарии. В.И.Б. и С.Т.П. благодарят Европейский Союз и Министерство образования и науки Испании (DGICYT) за финансовую поддержку и Университет Валенсии за гостеприимство. Эта работа частично поддержана грантом РВ93-0687 (DGICYT), Российским фондом фундаментальных исследований (96-02-17115-а) и МНТК "Физика твердотельных наноструктур" (1-009).

-
1. S.Glutsch, U.Siegner, M.-A.Myczek, and D.S.Chemla, *Phys. Rev. B* **50**, 17009 (1994).
 2. H.Lage, *Magneto-optic of GaAs*, Diplomarbeit, Institut für Physik der Universität Dortmund, 1989, unpublished.
 3. W.Becker, B.Gerlach, T.Hornung, and R.G.Ulbrich, In *Proceedings of the 18th International Conference on the Physics of Semiconductors, Stockholm, Sweden, 1986*, Ed. O. Engström (World Scientific, Singapore, 1987).