

УДК 621.315.592

## СОСТОЯНИЯ ДИАМАГНИТНОГО ЭКСИТОНА В СПЕКТРАХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЯ И ИХ СВЯЗЬ С СОСТОЯНИЯМИ НУЛЕВОГО ПОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М. А. Абдуллаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН

В большинстве случаев многие детали спектра осцилляций магнитопоглощения (ОМП) полупроводников остаются не интерпретированными как не укладывающиеся в рамки обычных представлений о «диамагнитных экситонах», образовавшихся в условиях применимости критерия Элиота – Лудона  $\beta \geq 1$ .

В результате анализа веерных диаграмм установлено, что осциллирующая структура возникает, когда наивысшие возбужденные состояния  $n_0^*$  пересекают соответствующие уровни континуума.

Величину приведенного магнитного поля  $\beta^*$ , при котором образуются состояния диамагнитного экситона, для каждого отдельно взятого возбужденного состояния  $n_0 = 2, 3, 4, \dots$  можно оценить из уравнения:  $\beta^{*2} \Delta_{\sigma}^n - \beta^*(\ell^* + 1/2) - 1/n_0^2 = 0$ . Полагая  $\ell^* = n_0 - 2$  и  $\Delta_{\sigma}^n = 1/2 n_0^2$ , как для атома водорода, уравнение можно переписать:

$$\beta^* = 2(n_0 - 3/2)n_0^{-4}(1 + \sqrt{1 + 4n_0^2(n_0 - 3/2)^{-2}}).$$

Совмещая экспериментально наблюдаемые энергии возбужденных состояний с теоретическими, можно установить энергии диссоциации или энергии переходов между подзонами Ландау, которые экспериментально не обнаруживаются. Затем, пользуясь, например, уравнениями Пиджена и Брауна, определить систему зонных параметров, учитывающих одновременно С- и V-зоны.

In most cases many details of the oscillation spectrum of magnetoabsorption (WMD) of semiconductors are still not interpreted as do not fit the conventional concept of "diamagnetic excitones", formed under conditions of applicability of the Eliot – Loudon criterion  $\beta \geq 1$ .

Analyzing the fan diagrams we have revealed that the oscillatory structure arises when the highest excited states  $n_0^*$  cross the appropriate levels of the continuum.

Value of the reduced magnetic field  $\beta^*$ , at which the states of diamagnetic exciton for each individual excited state  $n_0=2,3,4,\dots$  are formed, can be estimated from the equation:  $\beta^{*2} \Delta_{\sigma}^n - \beta^*(\ell^* + 1/2) - 1/n_0^2 = 0$ . Assuming that  $\ell^* = n_0 - 2$  and  $\Delta_{\sigma}^n = 1/2 n_0^2$ , for the hydrogen atom, the equation can be rewritten as

$$\beta^* = 2(n_0 - 3/2)n_0^{-4}(1 + \sqrt{1 + 4n_0^2(n_0 - 3/2)^{-2}}).$$

Combining the experimentally observed energies of the excited states with the theoretical ones the dissociation energies or the energies of transitions between the Landau subbands can be fixed, though they are invisible during the experiment. Then, using, for example, the Pidgeon and Brown equations, we can determine the system of band parameters including both the C- and V-bands.

**Ключевые слова:** осцилляции магнитопоглощения (ОМП); диамагнитные экситоны; приведенное магнитное поле; веерные диаграммы; возбужденные состояния экситона; уровни континуума; энергии возбужденных состояний; подзоны Ландау; зонные параметры.

**Keywords:** oscillations of magnetoabsorption; the diamagnetic excitons; the given magnetic field; fan charts; the excited states of the exciton; levels of the continuum; the energies of the excited states; the Landau subband; band parameters.

К настоящему времени осцилляции магнитопоглощения (ОМП) наблюдались в спектрах поглощения многих полупроводниковых кристаллов. Во всех случаях на основе анализа спектров ОМП удалось получить важные данные о зонной структуре полупроводников. Однако в большинстве случаев многие детали спектра осцилляций магнитопоглощения остались не интерпретированными как не укладывающиеся в рамки обычных представлений о «диамагнитных экситонах», образовавшихся в условиях применимости критерия Элиота – Лудона (ЭЛ) [1]:

$$\beta = \hbar\Omega/2R^* = (a^{\text{экс}}/L)^2 \gg 1, \quad (1)$$

где  $\Omega = \omega_u^c + \omega_u^v = eV/mc$  – сумма циклотронных частот электронов и дырок,  $\mu$  – приведенная масса,  $R^* = e^4 \mu / 2\hbar^2 \chi_0^2$  – энергия связи основного состояния экситона,  $a^{\text{экс}}$  – его радиус,  $L = (ch/eB)^{1/2}$  – магнитный радиус и  $\chi_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость.

Особенно актуальны случаи наблюдения межзонных магнитооптических спектров кристаллов, в которых энергия связи экситона и эффективная масса носителей заряда столь велики, что критерий сильного поля (1) в условиях эксперимента практически недостижим. Тем не менее в кристаллах с ярко выраженными возбужденными состояниями при  $B = 0$  оказывается возможным наблюдение обеих ситуаций, т.е. и образование спектра ОМП, требующей сильного поля ( $\beta > 1$ ), и магнитооптических эффектов слабого поля ( $\beta < 1$ ).

Когда кроме  $n = 1$  в спектре при  $B = 0$  видны возбужденные состояния  $n = 2, 3$ , то в силу вступает критерий  $\beta^* \equiv \beta n^2 \gg 1$  [2], при этом  $\beta$  может оказаться и меньше 1.

Спектры осцилляций поглощения, которые могут быть идентифицированы со спектрами диамагнитного экситона, появляются даже тогда, когда критерий  $\beta \gg 1$  не выполняется, но энергетическое расстояние между подуровнями Ландау, участвующими в процессе, становится больше, чем энергия связи возбужденных состояний экситона, наблюдаемая при  $B = 0$ . Другими словами, на практике всегда достаточно, чтобы

$$\hbar\Omega/2R^*(n_0) = \beta n^2 \gg 1, R^*/n^2_0. \quad (2)$$

Очевидно, это подразумевает  $\beta < 1$ , допускающее, что поведение основного состояния с  $n_0 = 1$  можно в то же время описать соотношениями для эффекта Зеемана и диамагнитного сдвига.

Таким образом, величина магнитного поля, при котором диамагнитные экситоны будут наблюдаться, зависит от реальной энергии связи при  $B = 0$  и числа членов в экситонной серии.

Согласно [2] условие  $\chi^2 \hbar^3 B n^3 / \mu^2 e^3 c \gg 1$  благодаря присутствию множителя  $n^3$  расширяет область применимости решений задачи о диамагнитных экситонах на более слабые магнитные поля. Однако четкая идентификация структуры осциллирующего магнитопоглощения затруднена: во-первых, из-за отсутствия теории ДЭ для полупроводников со сложной валентной зоной; во-вторых, очень трудно установить однозначную связь между уровнями водородоподобного экситона при  $B = 0$  и уровнями диамагнитных экситонов, которые возникают из основного и возбужденных состояний первого.

Минимальное соблюдение условия  $\beta \geq 1$  может рассматриваться как критерий перехода от явлений слабого поля – линейного и квадратичного (диамагнитный сдвиг) эффектов Зеемана – к явлениям сильного поля – ОМП и др., связанным с возникновением уровней Ландау.

Наблюдение ОМП можно связывать с «выраженностью» экситонной серии при  $B = 0$ : чем более высокое по главному квантовому числу возбужденное состояние  $n_0^*$  оказывается детектируемым без магнитного поля, тем ниже значение критического поля, при котором на фоне континуума состояний возникает квазилендауский (КЛ) спектр.

Особенно интересны GaAs [3], CdTe и InP [4], где – в зависимости от качества кристалла – возможно наблюдение обеих ситуаций, т.е. образования КЛ спектра и при  $\beta < 1$ , и при  $\beta > 1$ .

Измерения при  $B = 0$  на GaAs, CdTe, InP демонстрируют развитую структуру экситонной серии, включающую в себя помимо основного  $n_0 = 1$  возбужденные состояния  $n_0 = 2, 3$ . Уже при включении относительно слабого магнитного поля  $B \geq 0.5$  Тл на образцах отчетливо проступает КЛ осцилляционная структура, в то

время как, например, для InP можно было бы ожидать  $B_{B=1}^* \approx 4.2$  и 7.7 Тл для перехода с участием легких и тяжелых дырок – соответственно.

Спектр ОМП InP [5], полученный в RCP поляризации света, приводится на рис. 1. Зарегистрированный спектр уникален по качеству: в максимальном поле эксперимента ( $B = 7.5$  Тл) наблюдаются многие десятки весьма узких линий,

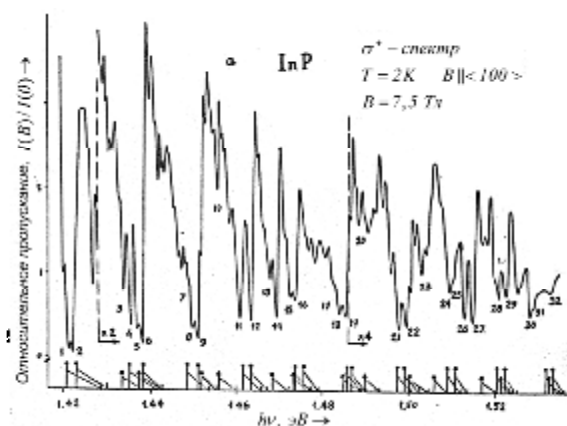


Рис. 1. Спектры ОМП (диамагнитных)

ширина некоторых – предположительно синглетных – не превышает  $\Gamma_{B=0} < 1$  мэВ. Такого же качества спектры ОМП наблюдались нами на высококачественных кристаллах GaAs [3] и CdTe [4].

Анализ спектров InP, зарегистрированных при различных  $B$ , показывает, что критическим является поле  $B^* \approx 0.4-0.5$  Тл. Это поле могло бы быть соотнесено с  $B_n^* = B_1/n_0$ , где  $n_0 = 4$ , тогда как  $n_0^{max}$ , детектируемое при  $B = 0$ , равно трем.

На рис. 2 приводится участок веерной диаграммы для  $\sigma^+$  поляризации в области энергий вблизи  $E_g^0$ . Очевиден весьма сложный характер образования осциллирующего спектра. Энергия состояния  $n_0 = 1$  слабо и нелинейно зависит от  $B$ ; лишь при  $B > 6$  Тл удается разрешить расщепление на два состояния, принадлежащие экситонам с тяжелыми дырками при переходах  $b^-(1) b^c(0)$  (нижнее) и  $a^-(1) a^c(0)$  (верхнее).

Состояние  $n_0 = 2$  имеет явно выраженный короткий нелинейный участок и оказывается «родоначальником» целой серии состояний в спектре диамагнитных экситонов: здесь экситоны, связанные с оптическими переходами  $b^+(1) b^c(0)$ ,  $b^-(2) b^c(1)$ ,  $a^+(1) a^c(0)$  и  $a^-(2) a^c(1)$ , а также возбужденные состояния  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ , принадлежащие «нижним» сериям ДЭ, основное состояние которых ( $\nu = 0$ ), по-видимому, образуется из  $n_0 = 1$  только при максимальных значениях поля. Следующая группа линий образуется из  $n_0 = 3$ . Здесь прослеживается образование ДЭ при переходах  $b^-(3) b^c(2)$ ,  $b^+(2) b^c(1)$  и  $a^-(3) a^c(2)$ . К этой группе тяготеют и возбужденные состояния предыдущей группы.

Наконец, при относительно слабых полях  $B < 1$  Тл обнаруживаются точки, явно принадлежащие нелинейной зависимости, берущей начало между  $E$  ( $n_0 = 3$ ) и  $E_g$ . Из них образуется следующая серия максимумов, в частности,  $b^-(4) b^c(3)$  и  $a^-(4) a^c(3)$ . Для максимумов, принадлежащих большим числам Ландау, не удастся выделить нелинейные зависимости в начальном участке веерной диаграммы. Можно лишь утверждать, что остальные линии берут начало близко к  $E_g$  и не ниже  $n_0 = 4$ .

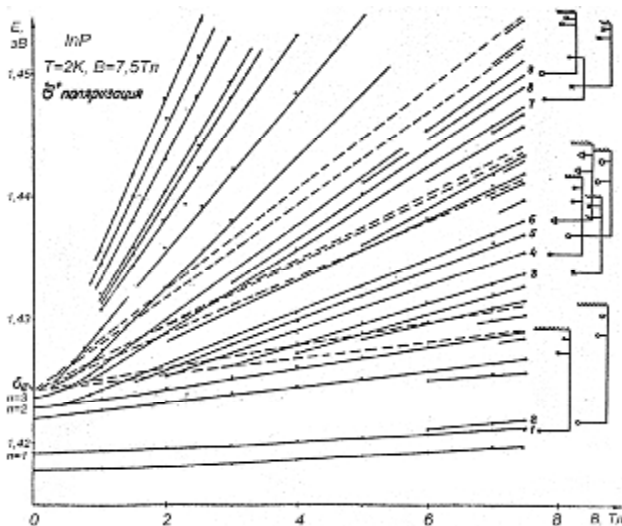


Рис. 2. «Веерная диаграмма» для InP в длинноволновой области спектра. Справа прямыми скобками показаны предполагаемые серии диамагнитных экситонов

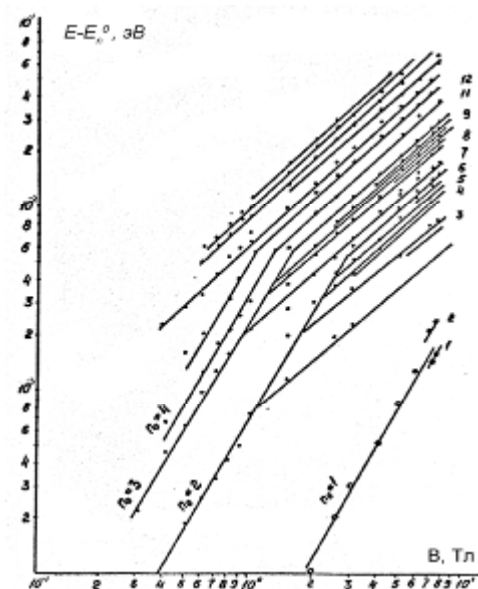


Рис. 3. Та же диаграмма, что и на рис. 2, но в логарифмическом

Существование нелинейных участков на рис. 2 делает привлекательным построение в «двойном» логарифмическом масштабе зависимостей  $\lg(E^m - E_n^0)$  от  $\lg B$ . Здесь в качестве  $E_n^0$  выступают энергии дискретного экситонного спектра при

$V = 0$ . Такая зависимость приводится на рис. 3 и показывает наличие двух хорошо выраженных отрезков – квадратичного, соответствующего диамагнитному сдвигу экситона Ванье – Мотта, и далее – линейного, соответствующего изменению энергий уровней Ландау при увеличении магнитного поля. Из рис. 3 становится очевидным участие в образовании осциллирующего спектра  $n_0 = 5$ .

Из экспериментальных данных следует также, что состояние  $n_0 = 1$  практически во всем диапазоне применявшихся полей, а  $n_0 = 2$  в достаточно широком интервале ведут себя как 3D состояния. С увеличением  $n_0$  этот диапазон быстро уменьшается и критическое поле перехода к квазиоднородному движению имеет довольно сложную зависимость от  $n_0$ . В первом приближении можно считать, что, если при  $V = 0$  удастся наблюдать состояние  $n_0^*$ , то критическому полю  $V$  начала осциллирующего спектра будет соответствовать приблизительно  $B_l^*/(n_0^* + 1)^2$ . Таким образом, возникновение КЛ спектра, по-видимому, происходит, например, в InP при достижении равенства  $\beta^* \approx 1$  для наиболее высокого состояния экситона, не регистрируемого при  $V = 0$ , но возгорающегося при включении поля.

Анализируя верные диаграммы на рис. 2 и 3, можно оценить степень соответствия, показанную на схеме рис. 4. Осциллирующая структура возникает, когда наивысшие возбужденные состояния пересекают соответствующие уровни континуума.

Величину приведенного магнитного поля  $\beta^*$ , при котором образуются состояния диамагнитного экситона, для каждого отдельно взятого возбужденного состояния  $n_0 = 2, 3, 4, \dots$  можно оценить из уравнения (см.  $\Delta$ -ник  $E_g n_0 \beta^*$ ):

$$\beta^{*2} \Delta_d^{n_0} - \beta^* (\ell^* + 1/2) - 1/n_0^2 = 0. \quad (3)$$

Полагая  $\ell^* = n_0 - 2$  и  $\Delta_d^{n_0} = 1/2 n_0^2$ , как для атома водорода, уравнение (3) можно переписать:

$$\beta^* = 2(n_0 - 3/2)n_0^{-4}(1 + \sqrt{1 + 4n_0^2(n_0 - 3/2)^{-2}}). \quad (4)$$

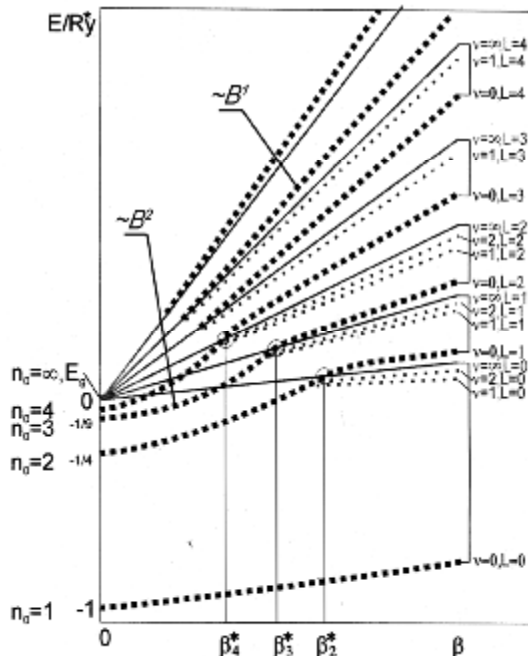


Рис. 4. Экспериментальная схема соответствия уровней диамагнитных экситонов состояниям экситона Ванье –

переходов между подзонами Ландау, которые экспериментально не отмечаются. Далее можно сравнить экспериментальные и теоретические энергии более

интенсивного основного состояния  $\nu = 0$ . Анализ рис. 1 дает возможность считать, что расчет обеспечивает точность не хуже 10% для  $\nu = 0$  начиная с первого же состояния на фоне континуума.

Таким образом, убедившись в адекватности метода расчета, можно произвести реконструкцию всего спектра переходов между подзонами Ландау. Затем, пользуясь, например, уравнениями Пиджена и Брауна [7], определить систему самосогласованных зонных параметров, учитывающих одновременно С- и V-зоны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Elliott R.J., Loudon R. Theory of fine structure on the absorption edge in semiconductors // J. Phys. Chem. Sol. 1959. Vol. 8, N 2. P. 382-388.
2. Жилич А.Г., Монозон Б.С. Квазиклассическое рассмотрение спектра водородоподобной системы в сильном магнитном поле // ФТТ. 1966. Т. 8, вып. 12. С. 3559-3566; Вест. ЛГУ. 1965. Т. 16. С. 26-33.
3. Сейсян Р.П., Абдуллаев М.А., Захарченя Б.П. Тонкая структура осциллирующего магнитопоглощения в эпитаксиальных слоях арсенида галлия // ФТП. 1973. Т. 7, вып. 5. С. 958-967.
4. Магнитоспектроскопия «ридберговских» состояний экситона в кристаллах InP и CdTe / М.А. Абдуллаев, С.И. Кохановский, О.С. Кошуг, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос // Материалы XI Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 1. С. 151-153.
5. Квазиандауское осциллирующее магнитопоглощение ридберговских состояний экситона InP в «промежуточном» магнитном поле / С.И. Кохановский, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева, М.А. Абдуллаев // ФТТ. 1991. Т. 33, № 6. С. 1719-1734.
6. Swerkowski L. Direct excitons in cubic semiconductors in a magnetic field // Phys. Rev. B. 1974. Vol. 10, N 9. P. 3311-3317.
7. Pidgeon C.R., Brown R.N. Interband magneto-absorption and Faraday rotation in InSb // Phys. Rev. 1966. Vol. 146, N 2. P. 575-583.

Поступила в редакцию 01.08.2012 г.  
Принята к печати 26.06.2013 г.