

КВАНТОВАНИЕ ЛАНДАУ И ИНТЕНСИВНОСТЬ МЕЖЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А.И.Павловский, В.В.Дружинин, О.М.Таценко,
Н.П.Колокольчиков, А.И.Быков, М.И.Долотенко*

Зависимость коэффициента поглощения света $\epsilon \lambda = 0,6328$ мкм в GaAs имеет три особенности в полях $B = 0,5; 1,5$ и $4,3$ МГс. При $B > 4,3$ МГс образец прозрачен. Интерпретация основана на расчете сдвига Ландау краев зон дырок и электронов проводимости при учете зависимости эффективных масс от поля.

Известно, что приближение эффективной массы в идеальном полупроводнике основано на учете взаимодействия зон за счет оператора $\hat{H}_1 = \hbar(\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{p}}) / m_0$ (kp -метод). При наличии примесей и внешних (магнитного или электрического) полей, строго говоря, надо вводить новую эффективную массу m^* , если добавочное возмущение сильно меняет взаимодействие зон. Сильная зависимость $m_c^*(B)$ была обнаружена в InSb в полях до 300 кГс¹ и в полях до $1,4$ МГс² по измерению циклотронного резонанса. В GaAs такая зависимость в пределах 20% была найдена в поле $0,94$ МГс для перехода $N=2 \rightarrow N=3$ в зоне проводимости.

В данной работе проведено измерение поглощения чистого GaAs (полупрозрачная пленка толщиной ≈ 11 мкм) на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм с целью определить зависимость $m_c^*(B)$. Поля генерировались во взрывной установке³ и достигали 8 МГс. Ввиду того, что $\hbar\omega = 1,95$ эВ, а ширина запрещенной зоны $\epsilon_g = 1,52$ эВ, при $B = 0$ имеет место сильное межзонное поглощение. Зависимость интенсивности проходящего излучения от индукции внешнего поля приведена на рис. 1, из которого видно, что можно выделить две

четкие особенности: резкий рост пропускания в полях 1,5 и 4,3 МГц (точность определения полей $\approx 5\%$). При $B > 4,3$ МГц образец прозрачен для красного света. Имеется еще одна слабо выраженная особенность – увеличение пропускания в поле $B \approx 0,5$ МГц.

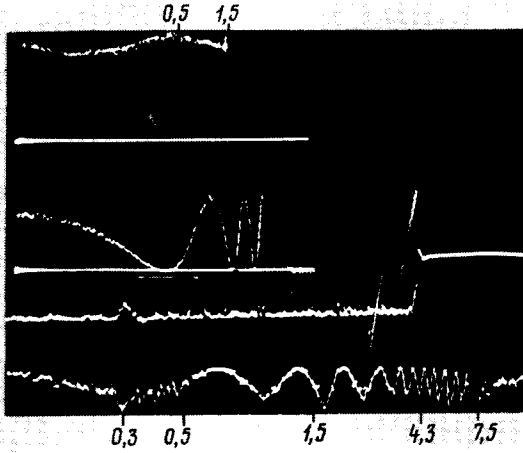


Рис. 1. Верхняя осциллограмма – коэффициент поглощения ($\lambda = 0,633$ мкм), нижняя – эффект Фарадея на стекле ГФ-5 ($V = 0,0526$ мин/см·Гс), длина образца $l = 0,315$ см. Расстояние между *max* и *min* (угол 90°) соответствует $B = 0,326$ МГц. В поле $\approx 0,3$ МГц на обеих осциллограммах реперная метка. Вставка (вверху слева) – то же, с большей чувствительностью ФЭУ, $l = 0,205$ см. Числа указывают индукцию поля в МГц

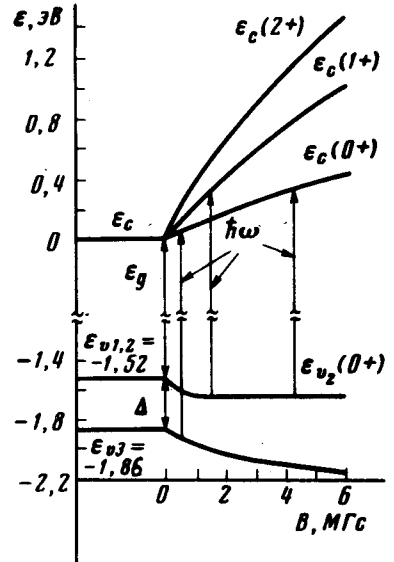


Рис. 2. Расщепление зон в GaAs в поле до 6 МГц (решение уравнения (2))

Интерпретация этих явлений связана со структурой зон GaAs (рис. 2). Для GaAs характерен непараболический закон дисперсии, который в магнитном поле дает зависимость $m^*(B)$. В ^{4,5} проведен анализ зонной структуры и закона дисперсии полупроводников типа GaAs в приближении четырех зон: электронов проводимости ϵ_c , легких ϵ_{v2} , тяжелых ϵ_{v1} и спин-отщепленных ϵ_{v3} дырок с учетом четырех слагаемых в гамильтониане: $\hat{H}_0 \approx 1,63$ эВ (расщепление зон ϵ_c и ϵ_{v1}), спин-орбитального расщепления валентной зоны $\Delta = 0,34$ эВ, $H_1 \approx kP$ ($P^2 = \hbar^2 \langle c | p_z | v \rangle^2 / m_0^2 = 10^{-14}$ эВ²·см²) и энергии зеемановского взаимодействия

$$\hat{H}_z = \frac{x \hat{p}_y}{L^2 m_0} + \frac{x^2}{2L^4 m_0} \pm \mu_B B, \quad (1)$$

где m_0 – масса свободного электрона, $L = \sqrt{\hbar c / eB}$ – магнитная длина. Так как состояния ϵ_{v1} не взаимодействуют с остальными уровнями энергии остальных трех зон, для обеих проекций спина найдено уравнение

$$\epsilon_{N^\pm} (\epsilon_{N^\pm} + \epsilon_g) (\epsilon_{N^\pm} + \epsilon_g + \Delta) - P^2 [k_z^2 + (2N+1)/L^2] \times \\ \times (\epsilon_{N^\pm} + \epsilon_g + 2\Delta/3) \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B \epsilon_g (\epsilon_g + \Delta) = 0. \quad (2)$$

В (2) $N = 0, 1, 2, \dots$ – номер уровня Ландау, $m_c^* = 0,066 m_0$, $g^* = [-2m_0 \Delta / m_c^* (2\Delta + 3\epsilon_g)] + 2$. Тут за нуль принято ϵ_c при $B = k = 0$. Зависимость $\epsilon_{c, v2, 3}(N+)$ от поля (расчет) приведена на рис. 2, из которого следует заметная нелинейность расщепления ϵ_c на подзоны Ландау с ростом B . В поле 4,3 МГц $m_c^*(B)/m_c^* = 1,12; 1,44$ и $1,60$ для $N = 0, 1, 2$ соответственно. Эффективная масса легких дырок, начиная с поля ≈ 1 МГц, линейно возрастает с ростом B , так что $\Delta \epsilon_{v2} = -eB/2m_{v1}^* c$ не зависит от поля и составляет $-0,12$ эВ.

Физически это связано с "отталкиванием" уровней Ландау близко расположенных зон ϵ_{v2} и ϵ_{v3} .

Особенность в поле $B = 0,5$ МГс может быть обусловлена исчезновением поглощения между спин-отщепленной зоной и зоной проводимости. Действительно энергетический зазор $\epsilon = \epsilon_c(0) - \epsilon_{v3}(0) = 1,97$ эВ. В полях $B > 0,5$ МГс наблюдается некоторый рост коэффициента пропускания $\kappa(B)$. Спад, а потом резкое увеличение $\kappa(B)$ в области 1,5 МГс характеризует изменение плотности состояний ϵ_c при переходе через уровень Ландау с $N = 1$. Если учитывать переход $\epsilon_{v2}(0) \rightarrow \epsilon_c(1)$, то в этом поле также имеется резонанс: $\hbar\omega \simeq \epsilon_c(1) - \epsilon_{v2}(0) = 0,34 + (1,52 + 0,12) = 1,98$ эВ. Пик пропускания виден лишь при большой чувствительности ФЭУ (вставка на рис. 1). В этом поле $m_c^*(1)$ возрастает на 15%. В полях больших 4,3 МГс резкое возрастание κ обусловлено превышением ширины запрещенной зоны $\epsilon_c(0) - \epsilon_{v2}(0)$ над энергией кванта. Масса $m_c^*(0)$ возрастает на 12% и $\epsilon_c(0)$ составляет 0,333 эВ. В этих полях GaAs становится оптически прозрачным и в отраженном свете должен менять окраску от красного до желтого оттенка ($\lambda = 0,58$ мкм при $B = 10$ МГс с учетом зависимости $m_c^*(B)$, $N = 0$). В схему взаимодействия зон (рис. 2) хорошо укладываются данные по циклотронному резонансу ($\lambda = 10,6$ мкм, $\hbar\omega = 0,118$ эВ) в GaAs в полях 0,68 и 0,95 МГс. Наши расчеты дают $\Delta\epsilon(0+, 1+) = 0,102$ эВ и $\Delta\epsilon(2+, 3+) = 0,116$ эВ в этих полях соответственно.

Таким образом, обнаружена слабая $\simeq 15\%$ зависимость $m_c^*(B)$. Это обусловлено малостью отношения H_z / H_1 , которое, как показано в ⁵, порядка $\alpha^2 = a^2(2N+1)/L^2$, где $a = 5,7$ Å – параметр решетки. Так как $L(1,5) = 21$ Å, $L(4,3) = 12,3$ Å, в обоих случаях ($B = 1,5$ МГс, $N = 1$ и $B = 4,3$ МГс, $N = 0$) $\alpha^2 \simeq 0,2$, т. е. изменение массы не должно превышать 20%, что по порядку величины совпадает с экспериментально найденным значением.

Литература

1. Lax B., Mavroides J., Zeiger H., Keyes R. Phys. Rev., 1961, 122, 31.
2. Herlax F., Davis J., Schmidt R. Phys. Rev. B, 1974, 10, 682.
3. Павловский А.И., Колокольчиков Н.П., Быков А.И., Дологенько М.И. ПТЭ, 1979, №5, 195.
4. Bowers R., Yafet J. Phys. Rev., 1959, 115, 1165.
5. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. М.: Наука, 1972, стр. 457.