

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЦИКЛОТРОННОЙ МАССЫ И *g*-ФАКТОРА ЛЕГКИХ ДЫРОК В GaAs

*В.Е.Кирличев, И.В.Кукушкин, В.Е.Бисти, К.фон Клитцинг^{*1),}
К.Эберл^{*1)}*

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

** Max-Planck Institut für Festkörperforschung
70569 Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 29 октября 1996 г.

В спектре горячей магнитолюминесценции GaAs обнаружена и исследована линия излучения, смещенная от лазерной линии на циклотронную энергию легких дырок. Из анализа магнитоосцилляций интенсивности этой линии следует, что она обусловлена рекомбинацией фотовозбужденного электрона и легкой дырки после ее энергетической релаксации между уровнями Ландау. Прямым образом измерена зависимость циклотронной массы и *g*-фактора легких дырок от энергии дырок и обнаружена очень сильная непарabolичность валентной зоны GaAs, которая в несколько раз превышает теоретические оценки.

PACS: 73.40.Hm

1. Магнитооптические исследования фотопоглощения [1,2] и горячей люминесценции [3] являются мощными методами определения параметров зонной структуры GaAs. Недавно в работе [4] нами было обнаружено, что в высокочистом GaAs в магнитном поле можно наблюдать линию горячей люминесценции, которая смещена от линии лазера на циклотронную энергию электрона и соответствует рекомбинации фотовозбужденных тяжелой дырки и электрона, срелаксировавшего в процессе остывания на нижележащий уровень Ландау. При этом высокое качество образца обеспечивало длинные времена энергетической релаксации фотовозбужденных дырок, и дырка рекомбинировала из того же состояния, в котором была рождена. Исследование этих линий позволило измерить циклотронную массу электрона вблизи Г-точки зоны Бриллюэна и непарabolичность зоны проводимости [4]. Вместе с тем, валентная зона в GaAs экспериментально изучена существенно меньше, и имеются значительные расхождения в параметрах, определенных по циклотронному резонансу и по горячей люминесценции, что требует дополнительных исследований.

В настоящей работе обнаружена и исследована аналогичная линия в спектре горячей магнитолюминесценции, связанная с энергетической релаксацией фотовозбужденных легких дырок, и с ее помощью прямым образом измерены циклотронная масса и *g*-фактор легких дырок. В исследованной зависимости циклотронной массы легких дырок от их энергии обнаружена очень сильная непарabolичность валентной зоны GaAs, которая в несколько раз превышает теоретические оценки.

2. В работе исследовались свойства трехмерных фотовозбужденных носителей заряда в GaAs высокого качества, которое обеспечивалось использованием нескольких одиночных гетеропереходов GaAs/AlGaAs (подвижность двумерных электронов $2 - 3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при концентрации $0.8 - 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), имеющих

¹⁾K. von Klitzing, K.Eberl

толщину AlGaAs спейсера и буферного слоя GaAs 60 и 2000 нм, соответственно. Фотовозбуждение осуществлялось титан-сапфировым лазером, перестраиваемым в пределах 1520-1650 мэВ, с характерной величиной плотности мощности $0.1 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramanor U-1000, который обеспечивал спектральное разрешение 0.02 мэВ. Все измерения были выполнены при температуре 4.2 К. Высокое качество образцов подтверждается очень малой шириной исследуемых линий люминесценции (0.2 мэВ) и резонансов поглощения (0.05 мэВ).

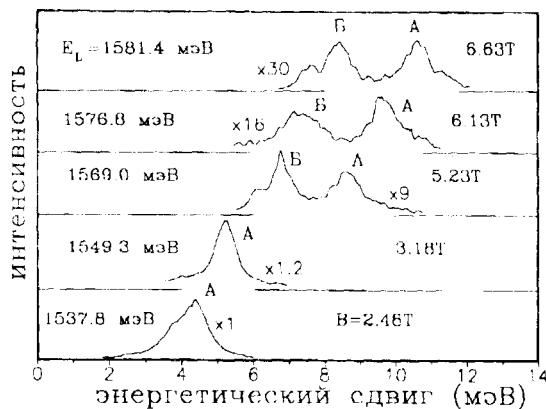


Рис.1. Спектры горячей магнитолюминесценции GaAs, измеренные в условиях резонансного фотовозбуждения при $T = 4.2\text{K}$ и различных значениях магнитного поля

3. Как сообщалось в работе [4], в области значений энергии фотона накачки (E_L) $E_g < E_L < (E_g + \hbar\omega_0)$ (где E_g – ширина запрещенной зоны GaAs, $\hbar\omega_0$ – энергия оптического фонона в GaAs) в спектре горячей люминесценции доминирует линия рекомбинации фотовозбужденного электрона с тяжелой дыркой, которая сдвинута от линии лазера на циклотронную энергию электрона. Интенсивность такой рекомбинации падает пороговым образом, когда энергия фотона накачки превышает ширину запрещенной зоны на энергию, близкую к энергии оптического фонона, поскольку избыточная энергия от фотовозбуждения ($E_L - E_g$) перераспределяется между электроном и дыркой в соотношении $m_h/(m_e + m_h)$ к $m_e/(m_e + m_h)$, соответственно. Поэтому при $E_L > E_g + \hbar\omega_0(1 + m_e/m_h)$ у фотовозбужденного электрона появляется канал быстрой релаксации по энергии с испусканием оптического фонона. Таким образом, в интервале энергий $\hbar\omega_0(1 + m_e/m_h) < (E_L - E_g) < \hbar\omega_0(1 + m_e/m_h)$ (где m_{hh} и m_{ll} – массы тяжелых и легких дырок) в спектрах горячей магнитолюминесценции можно ожидать проявления линий, связанных с рекомбинацией электронов и легких дырок, которая, как это следует из приведенных ниже теоретических оценок, должна быть значительно менее интенсивной. На рис.1 приведена серия спектров горячей люминесценции, измеренных при нескольких значениях E_L и различных магнитных полях, соответствующих условиям резонансного фотовозбуждения. Можно заметить, что в тех случаях, когда $E_L < E_g + \hbar\omega_0(1 + m_e/m_h)$, в спектре видна одна линия, обозначенная буквой А и отстоящая от линии лазера на циклотронную энергию электрона. В случае, когда $E_L > E_g + \hbar\omega_0(1 + m_e/m_h)$, интенсивность линии А значительно уменьшается, и в спектре появляется еще одна линия, обозначенная буквой Б. Энергетический сдвиг (ΔE) линии Б примерно линейно увеличивается с ростом магнитного поля, оставаясь всегда заметно меньше, чем для линии

A , что отвечает более тяжелой циклотронной массе. Обе линии резонансно возгораются при изменении E_L в фиксированном магнитном поле или при развертке поля для фиксированного значения E_L . На рис. 2а и б показаны магнитоосцилляции интенсивности линий A и B , измеренные для нескольких значений E_L (методика измерений и процедура обработки данных подробно описаны в работе [4]). Следует отметить, что эти зависимости для линий A и B различаются в области $E_L < E_g + \hbar\omega_0(1 + m_e/m_{hh})$ (где доминирует линия A) и совпадают (как показано на рис. 2б) при $E_L > E_g + \hbar\omega_0(1 + m_e/m_{hh})$ (где обе линии имеют близкую интенсивность). Максимумы в этих осцилляциях, как было показано в работе [3], соответствуют резонансному фотопоглощению с рождением в объеме GaAs электрон-дырочной пары на пустых уровнях Ландау. Из анализа веера уровней, полученного из этих осцилляций, можно сделать вывод, что для линии A в области $E_L < E_g + \hbar\omega_0(1 + m_e/m_{hh})$ в поглощении доминируют переходы с рождением фотовозбужденной пары электрон – тяжелая дырка [4], а в области $E_L > E_g + \hbar\omega_0(1 + m_e/m_{hh})$ как для линии A , так и для линии B резонансное поглощение соответствует рождению пары электрон – легкая дырка [3].

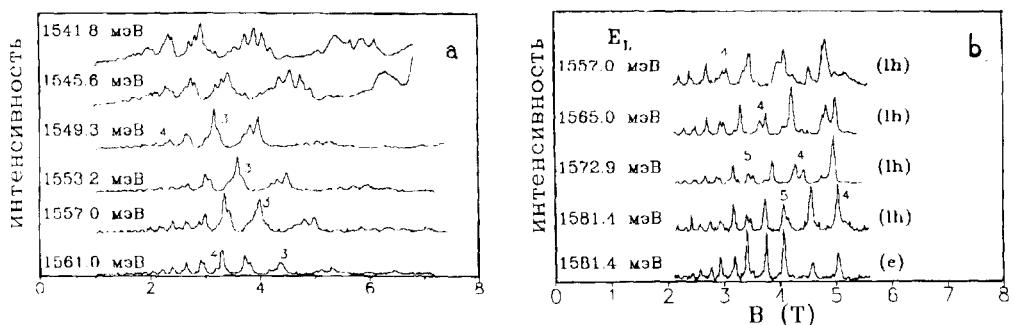


Рис. 2. Магнитоосцилляции интенсивности линий A (а) и B (б), измеренные при различных значениях энергии фотона накачки E_L . Цифрами обозначены переходы с соответствующими номерами уровней Ландау электрона и дырки. Для сравнения (б) приведены зависимости, измеренные для линии A (отмечено символом e) и для линии B (символ Ih) в одинаковых условиях

Значение циклотронной массы носителей можно определить из отношения энергетического сдвига линий ΔE к величине магнитного поля, и в интервале $\hbar\omega_0(1 + m_e/m_{hh}) < (E_L - E_g) < \hbar\omega_0(1 + m_e/m_{lh})$ для линии A эта масса соответствует массе электрона (как это было и при $E_L < (E_g + \hbar\omega_0)$ [4]), а для линии B эта масса оказывается существенно тяжелее. Исходя из этих фактов, можно сделать вывод, что линия A в спектре горячей магнитолюминесценции соответствует рекомбинации электрона (понизившего в процессе энергетической релаксации номер уровня Ландау на единицу) с той же дыркой, которая была рождена с ним при фотовозбуждении. Основываясь на совпадении спектров возбуждения линий A и B , можно предположить, что линия B соответствует аналогичному процессу, но с изменением на единицу номера уровня Ландау легкой дырки. Поэтому из энергетического сдвига линии B можно прямым образом определить циклотронную энергию легких дырок (точнее, энергию перехода между различными квантовыми уровнями легких дырок).

На рис.3 приведены полученные описанным выше способом зависимости циклотронных масс электрона и легкой дырки от энергии фотовозбуждения (на рисунке показано также изменение циклотронных масс от энергий электронов E_e и дырок E_{lh}). Можно заметить, что циклотронная масса электрона незначительно увеличивается при увеличении E_e , что соответствует небольшой непарараболичности зоны проводимости. В то же время, масса легкой дырки увеличивается значительно с ростом энергии E_{lh} , что соответствует большой непарараболичности закона дисперсии легких дырок. Эта непарараболичность обусловлена, в основном, влиянием отщепленной вследствие спин-орбитального взаимодействия дырочной зоны Γ_7 ($J = 1/2$), расположенной ниже по энергии на величину $\Delta = 350$ мэВ [5]. Циклотронная масса легкой дырки при этом зависит от ее энергии [6]:

$$m_{lh}(E_{lh}) = m_{lh0} \left(1 + \frac{16\gamma_2^2}{\Delta(\gamma_1 + 2\gamma_2)^2} E_{lh} \right)$$

(γ_1 и γ_2 – параметры Латтинжера, m_{lh0} – масса легкой дырки в Г-точке).

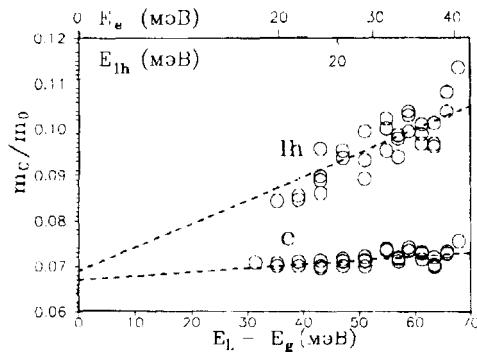


Рис.3. Зависимость циклотронной массы электрона (e) и легкой дырки (lh) от энергии фотона накачки, отсчитанной от значения энергии фундаментальной щели GaAs $E_g = 1518$ мэВ. На верхней оси показаны соответствующие энергии электрона E_e и легкой дырки E_{lh} . Пунктирные линии соответствуют линейной экстраполяции

Можно видеть, что полученная экспериментально величина непарараболичности валентной зоны оказывается примерно в три раза больше, чем это следует из теоретических оценок, что требует дополнительного исследования.

Следует отметить, что линия B в спектре горячей магнитолюминесценции имеет дублетный характер, что демонстрируется на вставке к рис.4. Этот факт можно объяснить, исходя из правил отбора в процессах фотовозбуждение – рекомбинация. Для больших номеров уровней Ландау легких дырок эти уровни подразделяются на две серии состояний a_N и b_N , смешанные друг относительно

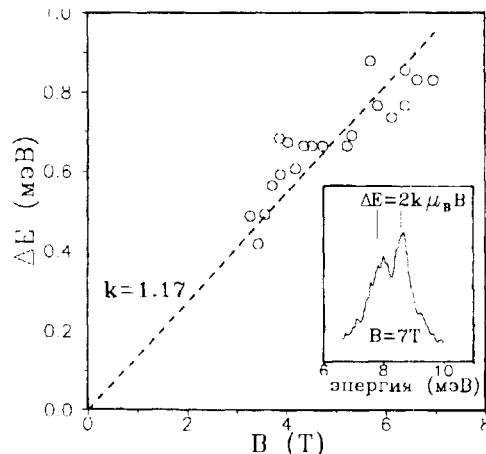


Рис.4. Зависимость энергетического расщепления между компонентами дублета линии B от величины магнитного поля. Пунктирная прямая отвечает значению $k = 1.17$. На вставке показан характерный дублетный спектр линии B

друга по энергии на $\hbar\omega_c - 2\mu_B k_B$ (k – параметр Латтинжера, μ_B – магнетон Бора), и энергетическая релаксация легкой дырки возможна как на более низкий уровень Ландау своей серии (что дает энергетический сдвиг на $\hbar\omega_c$ относительно энергии фотовозбуждения), так и на уровень другой серии (при этом сдвиг составляет $\hbar\omega_c + 2\mu_B k_B$). Таким образом, из расщепления между компонентами дублета линии B можно определить параметр k , описывающий структуру валентной зоны GaAs. На рис.4 приведена экспериментальная зависимость энергетического расщепления между компонентами дублета линии B от величины магнитного поля. Если аппроксимировать экспериментальные точки прямой линией, то из наклона этой прямой можно получить значение параметра k , которое оказывается равным 1.17 и согласуется с результатами других измерений [3,6].

Характерной особенностью линий горячей люминесценции является пороговая зависимость интенсивности этих линий при увеличении избыточной энергии фотовозбуждения $E_L - E_g$. Нами было обнаружено, что для обоих каналов фотовозбуждения (1 – с рождением пары электрон – тяжелая дырка и 2 – с рождением пары электрон – легкая дырка) наблюдается порог по энергии E_e , после которого интенсивность линии горячей люминесценции резко падает, практически до нуля. Величина этой пороговой энергии E_e в обоих случаях оказывается близкой к 36.6 мэВ, что соответствует энергии оптического фона в GaAs. При превышении этой энергии у электрона появляется канал для быстрой энергетической релаксации с испусканием оптического фона. Это объясняет характер изменения спектров горячей магнитолюминесценции при изменении энергии фотона фотовозбуждения: в области $E_L < E_g + \hbar\omega_c(1 + m_e/m_h)$ доминирует рекомбинация электрон – тяжелая дырка, а в области энергий, превышающих этот порог, в спектре становится заметной рекомбинация электрон – легкая дырка. Когда же энергия фотона накачки превышает вторую пороговую энергию, $E_L = E_g + \hbar\omega_c(1 + m_e/m_h)$, интенсивность горячей люминесценции падает почти до нуля.

При энергиях E_e , значительно меньших порогового значения 36.6 мэВ, интенсивность линии A слабо зависит от E_e для обоих процессов рекомбинации с участием как тяжелых, так и легких дырок. Тем не менее, вероятность рекомбинации электрон – тяжелая дырка значительно превышает вероятность аналогичного процесса с участием легкой дырки. Для квантовых номеров $N = 4 - 6$ это отношение составляет величину 5-7, которая сверхлинейно увеличивается с ростом квантового номера. Этот факт означает, что исследуемые нами запрещенные переходы имеют более сильный запрет для легких дырок, различные состояния которых смешиваются значительно слабее. Наличие в спектре горячей люминесценции линий A и B (отвечающих запрещенным переходам [4]) обусловлено конечной величиной импульса дырки вдоль направления магнитного поля $k_z \neq 0$, приводящего к смешиванию состояний из серий a_N и b_{N+1} (N – номер уровня Ландау дырок). При $N \gg 1$ отношение вероятностей таких запрещенных переходов с участием легких и тяжелых дырок можно оценить по теории возмущений: $W_l/W_h \sim k_z^{-2} \lambda_H^2/N$, где W_l и W_h – вероятности переходов с участием легкой и тяжелой дырки, соответственно, λ_H – магнитная длина, $k_z = k_z^{lh}$. При учете кулоновского взаимодействия импульсы электрона и дырки вдоль направления магнитного поля оказываются порядка $k_z^e \approx k_z^h \sim (z_R)^{-1}$, где z_R – характерный размер волновой функции экситона

вдоль этого направления [7]. Для экспериментальных значений $B = 3$ Тл и $N = 4$ теоретическая оценка дает $W_h/W_l \sim 8$, что согласуется с экспериментом.

Таким образом, в настоящей работе магнитооптическим методом измерены циклотронная масса и g-фактор легких дырок в GaAs. Этот метод позволяет одновременно измерить также циклотронные массы электронов и тяжелых дырок, их анизотропию и непарabolичность, что дает возможность самосогласованно определить все параметры зонной структуры GaAs.

Работа была выполнена при поддержке программы "Физика твердотельныхnanoструктур" (грант 1-062/3), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16177) и ИНТАС (грант 95-IN/RU-675).

-
1. Q.H.F.Vrehen, J. Phys. Chem. Sol. **29**, 129 (1968).
 2. Р.П.Сейян, М.А.Абдулаев, В.Д.Дразнин, ФТП **7**, 807 (1973).
 3. S.I.Gubarev, T.Ruf, M.Cardona, and K.Ploog, Phys. Rev. B **48**, 1647 (1993).
 4. В.Е.Кирличев, И.В.Кукушкин, Б.Н.Шепель и др., Письма в ЖЭТФ **62**, 863 (1995).
 5. F.Herman, C.Kuglin, K.Cuff, and R.Kortum, Phys. Rev. Lett. **11**, 541 (1963).
 6. Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус, Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М.: Наука, 1972.
 7. В.Ф.Гантмакер, Б.Л.Гельмонт, Б.Н.Зверев, Ал.Л.Эфрос, ЖЭТФ **84**, 1129 (1983).