

Индукцированные магнитным полем переходы между минизонами в сверхрешетках $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

© В.Ф. Сапега[¶], Д.Н. Мирлин, Т. Руф[†], М. Кардона[†], В. Винтер[†], К. Эберл[†]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[†]Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,
D-70569 Stuttgart, Germany

(Получена 18 октября 2000 г. Принята к печати 19 октября 2000 г.)

Методами поляризованной горячей фотолуминесценции исследован переход от замкнутых к открытым орбитам электронов в магнитном поле в сверхрешетках с различной шириной электронных минизон. Обнаружена сильная зависимость характера магнитной деполяризации горячей фотолуминесценции от ширины электронных минизон сверхрешеток. Наблюдение заметной деполяризации горячей фотолуминесценции при кинетической энергии электронов, превышающей ширину запрещенной зоны между минизонами сверхрешетки, интерпретировано как индуцированный магнитным полем переход между электронными минизонами (магнитный пробой).

1. Введение

В полупроводниках $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ излучательная рекомбинация электронов с волновым вектором $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ линейно поляризована [1–3]. Степень линейной поляризации фотона с волновым вектором q_z , рожденного при рекомбинации электрона с волновым вектором \mathbf{k} и тяжелой дырки, есть

$$\rho_l = \frac{k_y^2 - k_x^2}{k_y^2 + k_x^2 + 2k_z^2}. \quad (1)$$

Степень линейной поляризации фотона, распространяющегося в направлении z , определена следующим образом: $\rho_l = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$, где I_x (I_y) — интенсивность люминесценции с поляризацией фотонов \mathbf{e}_{lum} вдоль x (y). Во внешнем магнитном поле под действием силы Лоренца волновой вектор электрона изменяет свое направление, что в соответствии с (1) проявляется в деполяризации горячей фотолуминесценции (ГФЛ) [1]. В объемном кристалле носители заряда совершают циклотронное движение в плоскости, перпендикулярной к направлению приложенного поля, и характер этого движения в сферически симметричном случае не зависит от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей. Такое циклотронное движение электронов приводит к деполяризации ГФЛ, если только ось симметрии функции распределения фотовозбужденных электронов по квазиимпульсам не совпадает с направлением магнитного поля. Характер движения носителей заряда сильно изменяется в кристаллах с пониженной размерностью. Так, в квантовых ямах (КЯ) носители заряда по-прежнему совершают циклотронное движение, если магнитное поле приложено перпендикулярно к плоскости КЯ, однако такое движение отсутствует, если магнитное поле лежит в плоскости КЯ и при этом ширина КЯ меньше, чем магнитная длина: $L_z \leq l_B$ (где L_z — ширина КЯ, а $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ — магнитная длина).

В соответствии с этим в магнитном поле либо наблюдается деполяризация ГФЛ (когда магнитное поле перпендикулярно плоскости КЯ), либо нет (когда магнитное поле лежит в плоскости КЯ) [4,5]. В сверхрешетках (СР) магнитное поле изменяет движение носителей как в случае, когда направление магнитного поля совпадает с направлением роста СР, так и в случае, когда оно лежит в плоскости слоев СР [5].

В данной работе мы исследовали особенности движения электронов в магнитном поле в сверхрешетках с широкими электронными минизонами. При этом в отличие от случая, рассмотренного в [5], кинетическая энергия электронов могла существенно превышать энергию первой запрещенной зоны, разделяющей первую и вторую электронные минизоны. Это позволило нам исследовать эффект индуцированного магнитным полем перехода между электронными минизонами.

2. Эксперимент

Эксперименты были выполнены на СР $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x \approx 0.2-1$, легированных Ве ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Ширины КЯ и барьеров были фиксированными и составляли соответственно 40 и 6 Å. Для возбуждения ГФЛ использовались перестраиваемые титан-сапфировый или на красителях (с красителем R6G) лазеры, накачиваемые Ar^+ -ионным лазером. Фотолуминесценция регистрировалась двойным решеточным монохроматором SPEX 1404, оборудованным фотозлектронным умножителем на основе GaAs с системой счета фотонов. Эксперименты по деполяризации ГФЛ были выполнены в магнитных полях $B \leq 14 \text{ Тл}$ в геометрии Фойхта (магнитное поле перпендикулярно волновому вектору фотона и лежит в плоскости слоев СР) или Фарадея (магнитное поле совпадает с направлением роста СР и с волновым вектором фотона). Линейная поляризация измерялась в максимуме бесфононного пика ГФЛ [5], а ее величина определялась с помощью

[¶] E-mail: sapega@dnm.ioffe.rssi.ru

стандартного выражения

$$\rho_l = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (2)$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивность люминесценции, поляризованной так же, как возбуждающее излучение ($\mathbf{e}_{lum} \parallel \mathbf{e}_{ex}$) и перпендикулярно поляризации возбуждающего излучения ($\mathbf{e}_{lum} \perp \mathbf{e}_{ex}$) соответственно. В геометрии Фойхта измерялись две величины: ρ_{\parallel} (электрический вектор возбуждающего света параллелен магнитному полю) и ρ_{\perp} (электрический вектор возбуждающего света перпендикулярен магнитному полю).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* представлены зависимости степени линейной поляризации ρ_l от магнитного поля в геометрии Фарадея, измеренные на одной из СР. Как и в случае объемного образца [1], КЯ [4] и СР с узкими электронными минизонами [5], в магнитном поле происходит уменьшение степени линейной поляризации, причем характер кривой деполяризации $\rho_l(B)/\rho_l(0) = [1 + (B/B_{1/2})^2]^{-1}$ (где $B_{1/2}$ — магнитное поле, в котором поляризация уменьшается вдвое) не зависит от кинетической энергии электронов. В геометрии Фойхта (см. рис. 1, *b*) деполяризация ГФЛ проявляется по-разному в КЯ, СР и объемном случаях. В объемном случае магнитное поле приводит к уменьшению поляризации ГФЛ, как и в фарадеевской геометрии (см. данные 1 на рис. 1, *b*), однако при $B \rightarrow \infty$

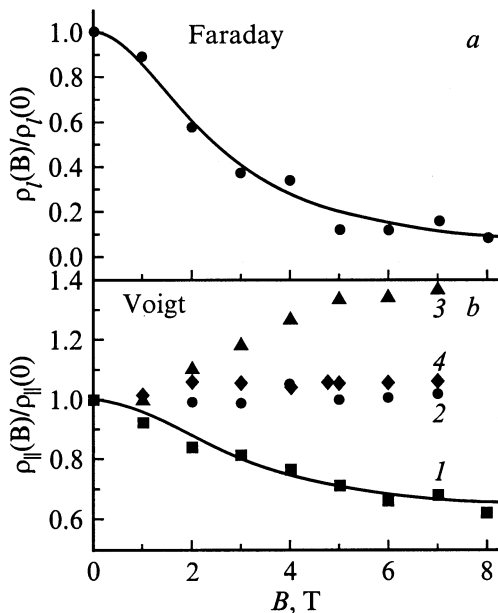


Рис. 1. Зависимость линейной поляризации ρ_l от магнитного поля в максимуме бесфононного пика ГФЛ. *a* — фарадеевская геометрия для СР 40 Å/6 Å; сплошная линия — аппроксимация функцией вида $\rho_l(B)/\rho_l(0) = [1 + (B/B_{1/2})^2]^{-1}$. *b* — фойхтовская геометрия для объемного GaAs (1), КЯ (2) и СР с узкими минизонами при кинетической энергии электронов $\varepsilon \sim \Delta_1$ (3) и $\varepsilon \sim 2\Delta_1$ (4).

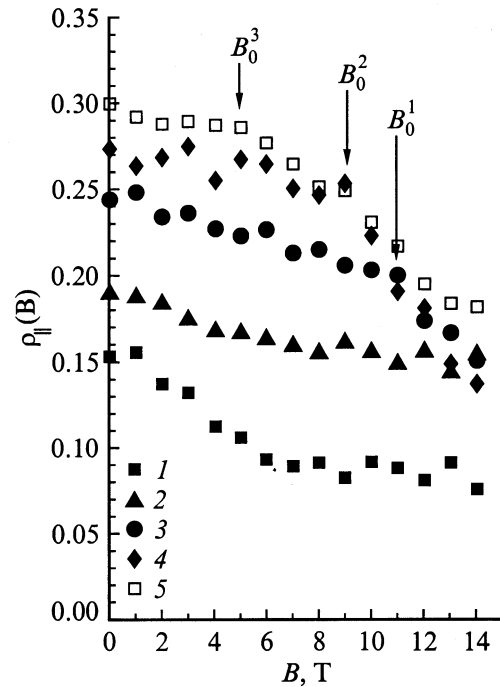


Рис. 2. Зависимость линейной поляризации ρ_{\parallel} от магнитного поля в максимуме бесфононного пика ГФЛ в фойхтовской геометрии для СР с широкими минизонами при кинетических энергиях электронов $\varepsilon = 102$ (1), 243 (2), 293 (3), 321 (4), 332 мэВ (5). Точки 2 соответствуют электронам с кинетической энергией, лежащей внутри первой запрещенной зоны, в то время как точки 3 — электронам с энергией на уровне дна второй минизоны.

$\rho_{\parallel}(B)/\rho_{\parallel}(0) \rightarrow 0.63$. В этой геометрии магнитное поле совпадает с осью симметрии функции распределения электронов по импульсам, поэтому уменьшение $\rho_{\parallel}(B)$ может быть объяснено только при учете гофрировки валентной зоны. В КЯ с $L_z \approx 150$ Å в экспериментально достижимых магнитных полях магнитное поле не влияет на поляризацию ГФЛ (см. данные 2 на рис. 1, *b*). В СР с узкими электронными минизонами (имеются ввиду СР, у которых ширина первой электронной минизоны в направлении роста СР меньше ширины запрещенной зоны, разделяющей первую и вторую электронные минизоны, т. е. $\Delta_1 < \Delta_G$) влияние магнитного поля на поляризацию зависит от кинетической энергии электронов. Поляризация заметно возрастает (а не падает, как в объемном случае) в магнитном поле, когда кинетическая энергия электронов (ε) меньше или сравнима с шириной первой минизоны (точки 3 на рис. 1, *b*), и зависит очень слабо (точки 4 на рис. 1, *b*), когда кинетическая энергия электронов лежит в первой запрещенной зоне, разделяющей первую и вторую разрешенные минизоны СР.

В СР с широкими электронными минизонами ($\Delta_1 \geq \Delta_G$) характер поведения поляризации в магнитном поле отличается как от объемного случая, так и от случая СР с узкими минизонами. На рис. 2 представлены зависимости линейной поляризации от магнитного

поля в фойхтовской геометрии для СР, которой соответствуют следующие расчетные (в модели [6]) значения параметров электронных минизон: $\Delta_1 \approx 232$ эВ, $\Delta_G \approx 77$ мэВ, расстояние между дном первой и второй минизон $\Delta_1 + \Delta_G \approx 309$ мэВ. В этой СР кривая деполяризации подобна той, что наблюдается в объемном GaAs (ср. данные 1 на рис. 1, *b* и рис. 2), когда кинетическая энергия электронов лежит в пределах первой минизоны ($\varepsilon \lesssim \Delta_1$). При возбуждении электронов с энергиями, лежащими в запрещенной зоне ($\Delta_1 < \varepsilon < \Delta_1 + \Delta_G$), магнитное поле слабо сказывается на поляризации ГФЛ, как в КЯ или СР с узкими минизонами при энергиях, превышающих ширину первой минизоны (ср. данные 2 или 4 на рис. 1, *b, c* данными 2 на рис. 2). При дальнейшем увеличении энергии электронов ($\varepsilon > \Delta_1 + \Delta_G$), т.е. когда их энергия превышает энергию дна второй электронной минизоны, на кривых деполяризации наблюдается излом (отмечен стрелками B_0^i на рис. 2), причем величина характерного магнитного поля B_0^i , при котором наблюдается излом, уменьшается при увеличении кинетической энергии электронов.

Обсудим причины, приводящие к аномальному поведению поляризационных характеристик ГФЛ в СР с широкими минизонами. Поведение поляризации ГФЛ в СР с узкими минизонами было подробно рассмотрено в работе [5], где было показано, что в геометрии Фойхта в приближении сильной связи движение электронов описывается уравнением маятника. В этой модели минизонный квазиимпульс электронов Q_z , движущихся преимущественно вдоль направления роста СР (при $\varepsilon \lesssim \Delta_1$), в магнитном поле трансформируется в латеральный квазиимпульс k_\perp [5], а параллельная магнитному полю компонента латерального квазиимпульса k_\parallel остается неизменной. Если магнитное поле параллельно электрическому вектору возбуждающего света — $\mathbf{V} \parallel \mathbf{e}_{\text{exc}} \parallel x$, то k_y^2 в (1) можно заменить на k_\perp^2 и k_x^2 на k_\parallel^2 — см. выражение (1). При этом поляризация ГФЛ ρ_\parallel возрастает (см. данные 3 на рис. 1, *b*). При возбуждении люминесценции излучением с поляризацией $\mathbf{V} \perp \mathbf{e}_{\text{exc}} \parallel x$ в (1) необходимо произвести замену $k_x^2 = k_\perp^2$ и $k_y^2 = k_\parallel^2$. Анализ выражения (1) показывает, что поляризация ρ_\perp в этом случае уменьшается с увеличением магнитного поля [5] (этот случай здесь не рассматривается).

В СР с широкими минизонами, в отличие от СР с узкими минизонами, $\rho_\parallel(B)$ убывает с ростом магнитного поля, как и в объемном случае. Такое поведение поляризации ГФЛ в СР с широкими минизонами при $\varepsilon < \Delta_1$ обусловлено, по-видимому, (как было показано в [7]) тем, что приближение сильной связи к описанию таких СР неприменимо. Однако, как и в случае СР с узкими минизонами, магнитное поле почти не влияет на поляризацию ГФЛ, когда кинетическая энергия фотовозбужденных электронов лежит в запрещенной зоне. В этом случае электроны движутся по открытым в \mathbf{k} -пространстве орбитам и изменение компоненты квазиимпульса k_\perp мало ($\Delta k_\perp \propto \sqrt{2m_c \Delta_1}$) по сравнению с полным латеральным квазиимпульсом,

поэтому и изменение поляризации невелико. В СР с широкими минизонами ситуация радикально изменяется, когда кинетическая энергия электронов превышает энергию дна второй электронной минизоны: $\varepsilon \gtrsim \Delta_1 + \Delta_G$. В этом случае электроны, рожденные в первой минизоне, по-прежнему движутся по открытым орбитам, поэтому магнитное поле не может существенно повлиять на поляризацию ГФЛ ($\Delta k_\perp \ll k_\perp$). Однако электроны могут попасть во вторую минизону в результате неупругого рассеяния на полярных оптических фононах или в результате туннелирования в магнитном поле. Очевидно, что подключение дополнительного межзонального рассеяния на полярных оптических фононах не может привести к появлению излома на кривых деполяризации (подключение дополнительного механизма рассеяния может только увеличить полуширину кривой деполяризации). Мы полагаем, что появление излома на кривых деполяризации (B_0^i на рис. 2) и его зависимость от кинетической энергии электронов обусловлены индуцированным магнитным полем переходом между электронными минизонами (так называемый в теории металлов магнитный пробой). В теории металлов было показано, что магнитное поле может индуцировать переходы электронов между электронными подзонами, что экспериментально наблюдалось в изменении периода осцилляций Шубникова–де-Газа (недавно магнитный пробой наблюдался в латеральных полупроводниковых сверхрешетках [8,9]). Переход с циклотронной орбиты одной зоны на циклотронную орбиту другой зоны происходит, когда разрыв δk между орбитами в \mathbf{k} -пространстве мал по сравнению с неопределенностью волнового вектора электрона. В случае металлов туннелирование электронов с волновым вектором, лежащим на поверхности Ферми, происходит, когда $\delta k \sim l_B$. Иначе это условие может быть записано в виде

$$\hbar\omega_c \sim \frac{\Delta_{\text{gap}}^2}{E_F \sin 2\theta}, \quad (3)$$

где ω_c — циклотронная частота, Δ_{gap} — энергетическое расстояние между двумя электронными минизонами в области туннелирования, E_F — энергия Ферми, θ — угол, отвечающий условию брэгговского рассеяния. Очевидно, это условие может быть применено и для случая СР. Для оценки возможности магнитного пробоя в СР Δ_{gap} необходимо заменить на Δ_G — величину запрещенной зоны, разделяющей первую и вторую электронные минизоны СР, а вместо E_F можно использовать значение кинетической энергии электронов в первой минизоне, которая в свою очередь определяется энергией возбуждающего фотона. Поэтому выбором параметров СР и энергии фотона можно выполнить условия для наблюдения магнитного пробоя. Тем самым в магнитных полях, соответствующих условию магнитного пробоя, следует ожидать уменьшения ρ_\parallel . Действительно, в условиях магнитного пробоя электроны с компонентой квазиимпульса k_y рассеиваются во вторую минизону, и поэтому их доля в функции распределения уменьшается,

что и приводит к уменьшению поляризации — см. выражение (1). Очевидно, что характерное магнитное поле, в котором наблюдается резкое изменение поляризации, зависит, согласно (3), от кинетической энергии электронов в первой минизоне. Вероятность магнитного пробоя может быть записана по аналогии с [10] после замены E_F на кинетическую энергию электронов ε как

$$P = \exp\left(-\frac{\pi\Delta_G^2}{4\hbar\omega_c\varepsilon\sin(2\theta)}\right). \quad (4)$$

Качественно именно такая тенденция наблюдается в эксперименте. При экспериментально достижимых магнитных полях $B = 14$ Тл, $\Delta_G = 80$ мэВ и при возбуждении электронов в первой минизоне с энергией, слегка превышающей дно второй минизоны, $\varepsilon \sim 310$ мэВ согласно (4) имеем $P \approx 0.34$. При дальнейшем увеличении кинетической энергии электронов вероятность P увеличивается, что проявляется в сдвиге точки перегиба на кривых деполяризации в область меньших магнитных полей.

4. Заключение

Исследован эффект деполяризации ГФЛ в магнитном поле в СР. В геометрии Фойхта обнаружено аномальное поведение кривых деполяризации при кинетических энергиях электронов в первой минизоне, превышающих дно второй электронной минизоны. Эта особенность, проявляющаяся как излом на кривых деполяризации, объясняется индуцированным магнитным полем туннелированием электронов из первой минизоны во вторую (магнитный пробой).

Авторы признательны В.И. Перелю за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 99-02-18298) и Миннауки (№ 99-1113). В.Ф. Сапега благодарен Max-Planck Gesellschaft за финансовую поддержку и Max-Planck Institute за предоставленную возможность в выполнении экспериментов.

Список литературы

- [1] D.N. Mirlin, I.Ya. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapega. Sol. St. Commun., **37**, 757 (1981).
- [2] Б.П. Захарченя, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. УФН, **25**, 143 (1982).
- [3] М.А. Алексеев, И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, В.Ф. Сапега. ФТП, **23**, 761 (1989).
- [4] П.С. Копьев, Д.Н. Мирлин, Д.Г. Поляков, И.И. Решина, В.Ф. Сапега, А.А. Сиренко. ФТП, **24**, 1200 (1990).
- [5] V.F. Sapega, V.I. Perel', A.Yu. Dobin, D.N. Mirlin, I.A. Akimov, T. Ruf, M. Cardona, K. Eberl. Phys. Rev. B, **56**, 6871 (1997).
- [6] G. Bastard. Phys. Rev. B, **25**, 7594 (1982).
- [7] V.F. Sapega, V.I. Perel', D.N. Mirlin, T. Ruf, M. Cardona, W. Winter, K. Eberl. Phys. St. Sol. (b), **215**, 379 (1999).

- [8] M. Langenbuch, R. Henning, M. Suhrke, U. Rösler, C. Albrecht, J.H. Smet, D. Weiss. Physica E, **6**, 561 (2000).
- [9] R.A. Deutschmann, A. Lorke, W. Wegscheider, M. Bichler, G. Abstreiter. Physica E, **6**, 565 (2000).
- [10] P. Štředa, A.H. MacDonald. Phys. Rev. B, **41**, 11 892 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Magnetic-field-induced transitions between minibands of GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices

V.F. Sapega, D.N. Mirlin, T. Ruf[†], M. Cardona[†], W. Winter[†], K. Eberl[†]

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

[†]Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,
D-70569 Stuttgart, Germany

Abstract The transition from closed to open electron orbits in a magnetic field in superlattices with different miniband widths is studied by means of polarized hot electron photoluminescence. Strong dependence of characteristic hot electron photoluminescence depolarization curves on the electron miniband width is found. Peculiarities in the magnetic field dependence of hot electron photoluminescence polarization, which were observed provided the electron kinetic energy exceeds energy gaps caused by the superlattice potential, is explained in terms of magnetic field induced transitions between electron minibands (the magnetic field breakdown).