

Эволюция времени фотоотклика приемника на циклотронном резонансе 2D электронов в GaAs/AlGaAs в условиях квантового эффекта Холла

© А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Д.И. Курицын, С.В. Морозов,
К.Е. Спирин[†], Y. Kawaguchi*, S. Komiyama*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Department of Basic Science, University of Tokyo,
3-8-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8902, Japan

(Получена 25 марта 2008 г. Принята к печати 7 апреля 2008 г.)

Обнаружено, что время релаксации отклика на терагерцовое излучение приемника на циклотронном резонансе в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в условиях целочисленного квантового эффекта Холла имеет глубокий минимум в центре холловского плато и два острых максимума на краях плато. Минимум в центре плато связывается с фундаментальным свойством выключения экранирования случайного потенциала примесей в условиях квантового эффекта Холла, а падение времени отклика за пределами плато — с равновесной заселенностью уровня Ландау над (под) уровнем Ферми электронами (дырками) соответственно, что увеличивает вероятность рекомбинации фотовозбужденных носителей. Показано, что в условиях фоновой подсветки (300 К) времена релаксации уменьшаются на 2 порядка при сохранении характерной зависимости от магнитного поля.

PACS: 73.43-ф, 77.63.Hs, 73.40.Kp, 76.40+b, 72.30.+q, 71.70.Di

1. Введение

В условиях целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) холловское сопротивление квантуется $R_H = h/e^2i$ ($i = 1, 2, 3, \dots$), а в зависимости продольного сопротивления R_{xx} от магнитного поля наблюдаются минимумы (вплоть до обращения R_{xx} в нуль с уменьшением фактора заполнения $\nu = \hbar m_s / eB$ и понижением температуры). Последнее позволяет создавать на основе приборов в условиях КЭХ высокочувствительные приемники дальнего инфракрасного (ИК) (терагерцового) диапазона. В двумерном (2D) газе электронов на гетеропереходе GaAs/AlGaAs глубокие минимумы продольного сопротивления наблюдаются при $\nu = 1$ и далее при $\nu = 2, 4, 6$ и т.д. При циклотронном резонансе ($2\pi f = eB/m^*c$) продольное сопротивление возрастает вследствие фотовозбуждения электронов и дырок в делокализованные состояния вблизи центров уровней Ландау над и под уровнем Ферми соответственно. Таким образом, гетероструктура с 2D газом электронов в условиях КЭХ может служить узкополосным приемником дальнего ИК диапазона. Максимальная фоточувствительность такого приемника ($S = 10^6 - 10^7$ В/Вт при эквивалентной мощности шума $NEP \approx 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2} [1,2]) реализуется вблизи минимумов R_{xx} , поскольку в этом случае любое увеличение числа делокализованных носителей дает заметный вклад в сигнал фотопроводимости. Изучению фотоотклика на циклотронном резонансе (ЦР) 2D электронов в условиях КЭХ с момента его обнаружения в 1982 г. было посвящено несколько десятков работ (см., например, [3–10]), однако лишь через два

десятилетия было предпринято детальное исследование механизма фотоотклика [1]. В частности, в работе [1] была продемонстрирована ключевая роль случайного потенциала примесей в механизме фотопроводимости на ЦР 2D электронов в GaAs/AlGaAs в условиях КЭХ. Отмечался долговременный характер релаксации фотоотклика, что связывалось с пространственным разделением небольшой доли фотовозбужденных электронов и дырок, которые, избежав быстрой рекомбинации, оказываются локализованными в соседних минимумах и максимумах случайного потенциала. В сильном магнитном поле в образцах с высокой подвижностью характерный масштаб флуктуаций случайного потенциала ΔY оказывается больше магнитной длины $l_B = (\hbar c / eB)^{1/2}$, которая определяет протяженность волновой функции носителей заряда. Локализованный электрон (или дырка) может быть возбужден за счет электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия в делокализованное состояние, в котором он дает вклад в продольное сопротивление (т.е. в фотоотклик), вновь захвачен в локализованное состояние, повторно возбужден и т.д., пока, наконец, не рекомбинирует с дыркой.

В работах [11,12] исследовалась зависимость времени релаксации фотоотклика τ от магнитного поля в максимуме фотоотклика при последовательном увеличении концентрации 2D электронов за счет эффекта остаточной фотопроводимости и соответственно магнитного поля. Было показано, что время релаксации экспоненциально возрастает с магнитным полем.

$$\tau = A \exp[(\Delta Y / 2l_B)^2], \quad (1)$$

и на этой основе сделаны оценки пространственного масштаба случайного потенциала $\Delta Y = 400 - 600 \text{ \AA}$.

[†] E-mail: spirink@ipm.sci-annov.ru

В данной работе детально исследована эволюция времени фотоотклика при постоянной концентрации 2D электронов и изменении магнитного поля и обнаружено сильно немонотонное поведение τ вблизи плато КЭХ.

2. Методика эксперимента

Исследуемый образец представлял собой холловский мостик, изготовленный из селективно легированной гетероструктуры GaAs/Al_{0,3}GaAs_{0,7} с 2D электронным газом с высокой подвижностью ($\mu_{4,2\text{K}} = 4.7 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $n_s = 3.65 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Он имел длинный проводящий канал 50 мкм × 170 мкм в форме меандра, заполняющего приемную площадку 4 × 4 мкм [1]. Исследования фотоотклика на терагерцовое излучение проводились с использованием двух методик. В первом случае в качестве широкополосного источника излучения использовался кристалл *p*-Ge ($N_A - N_D = 10^{13} \text{ см}^{-3}$) размером 12 × 4 × 2 мм, на противоположные грани которого были нанесены омические контакты (см., например, [13]). При измерениях через источник излучения пропускался импульс тока 300 мА длительностью 160 мкс с частотой повторения 16 Гц. Источник размещался в жидком гелии в том же криостате, излучение от источника к образцу подводилось посредством металлического полированного волновода диаметром 7 мм, при этом приемник был изолирован от теплового фона в 300 К. Расстояние между источником и образцом было 30 см. Импульсный сигнал с приемника после усиления регистрировался цифровым осциллографом либо синхронным детектором и записывался на ЭВМ при развертке магнитного поля.

Во втором случае в качестве источника пикосекундных импульсов терагерцового излучения использовался излучатель „TeraSed“ [14], представляющий собой встречно-штырьевую систему с шириной штырей и зазоров между ними порядка 5 мкм, нанесенную на поверхность полуизолирующего GaAs. Половина межштырьевого пространства закрыта от лазерного излучения непрозрачными металлизированными экранами. К штырям прикладывалось импульсное напряжение длительностью 5 мкс, много большей периода повторения импульсов лазера, что определяло длительность „макроимпульса“ излучения. Источником импульсов фемтосекундной длительности (50–100 фс) служил лазер „Tsunami“, работающий на длине волны 800 нм с частотой повторения около 80 МГц. При освещении структуры фемтосекундным импульсом излучения в структуре возникает несколько осцилляций тока с периодом порядка пикосекунды, индуцирующих импульс терагерцового (ТГц) излучения, спектр которого простирается от 0.5 до 3 ТГц.

Таким образом в первом случае система „источник–приемник“ были изолирована от внешнего фона (источник и приемник при $T = 4.2 \text{ К}$ или 2.4 К), в другом случае источник терагерцового излучения

располагался вне криостата, что обуславливало влияние комнатного теплового фона на концентрацию неравновесных носителей. Как будет показано далее, эта разница в условиях эксперимента существенно сказалась на времени релаксации фотоотклика.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 показаны типичные зависимости продольного сопротивления R_{xx} (пунктир) и фотоотклика (сплошная линия) на широкополосное излучение *p*-Ge, измеренные при $T = 2.4 \text{ К}$. Хорошо видно, что фотоотклик возникает вблизи минимумов зависимости $R_{xx}(B)$, соответствующих четным значениям фактора заполнения $\nu = 4$ и 2 . В зависимости фотоотклика от магнитного поля при $\nu = 2$ наблюдаются два хорошо выраженных пика, что типично для случая, когда имеется „развитое“ плато КЭХ [1]. При ухудшении „качества“ минимума R_{xx} (например, при $\nu = 4$) эти два пика вливаются в один. На рис. 2 представлена типичная осциллограмма сигнала с приемника в полулогарифмическом масштабе, полученная в магнитном поле вблизи максимума фотоотклика в левом пике при $\nu = 2$ на рис. 1. Хорошо видно, что релаксация сигнала после выключения импульса излучения не описывается одной экспонентой, но может быть с хорошей точностью аппроксимирована суммой двух экспонент

$$Ae^{-t/\tau_1} + Be^{-t/\tau_2}, \quad (2)$$

где τ_1 — „быстрое“, а τ_2 — „медленное“ времена релаксации. Неэкспоненциальный характер релаксации фотоотклика впервые наблюдался в работе [1], где отмечалось, что такое поведение типично для кинетики в разупорядоченных системах (см., например, [15]) и рассматривалось как дополнительное свидетельство в пользу модели фотоотклика с множественными захватами фотовозбужденных носителей в локализованные состояния.

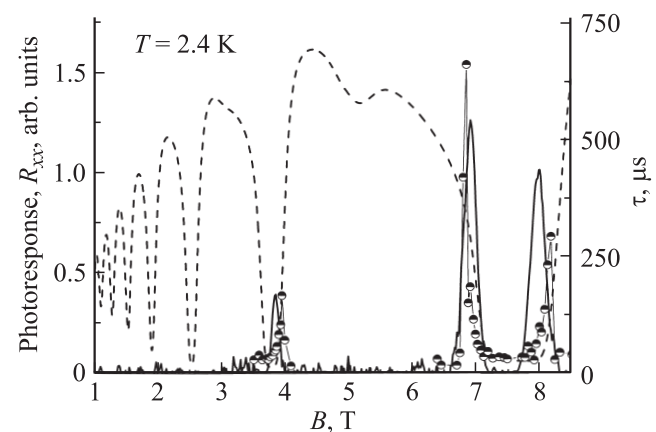


Рис. 1. Продольное сопротивление R_{xx} детектора (штриховая линия), фотоотклик на широкополосное излучение источника *p*-Ge (сплошная линия) и время отклика τ в зависимости от магнитного поля (символы) при $T = 2.4 \text{ К}$.

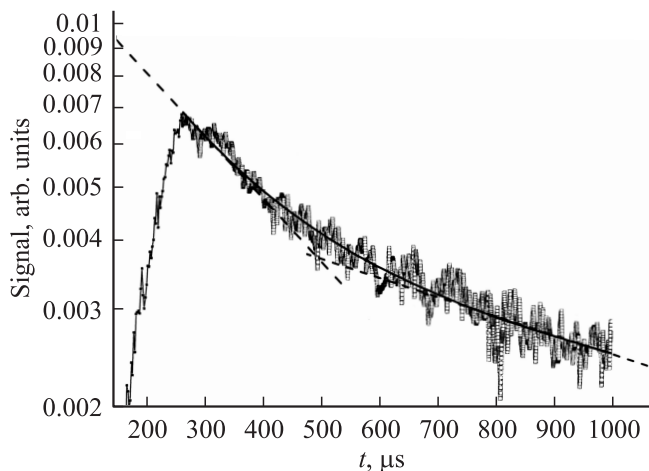


Рис. 2. Типичная осциллограмма сигнала с приемника при $T = 4.2\text{ K}$ (символы) и биэкспоненциальная аппроксимация (сплошная линия). Штриховые линии соответствуют аппроксимации (2).

В работе [15] изучалась кинетика релаксации фотолюминесценции в двойной квантовой яме в вертикальном электрическом поле, где фотовозбужденные электроны и дырки пространственно разделены (находятся в разных квантовых ямах). Было показано, что на начальном этапе релаксация носит экспоненциальный характер, что связывалось с рекомбинацией „непрямых“ экситонов, состоящих из пространственно разделенных электронов и дырок. Долговременная же релаксация, носящая степенной характер, связывалась с рекомбинацией свободных электронов и дырок, локализованных на флуктуациях потенциала в различных точках в плоскости ям и способных перемещаться только за счет прыжков. Вместе с тем представленные в работе [15] результаты свидетельствуют, что и долговременная релаксация на начальном этапе с хорошей точностью может быть аппроксимирована экспонентой. В работах [1,11,12] исследовалось влияние различных факторов на время релаксации фотоотклика приемника в условиях КЭХ, которое определялось по начальному наклону логарифма сигнала фотоотклика как функции времени после выключения импульса излучения.

Следует однако отметить, что в случае „двухэкспоненциальной“ релаксации, описываемой выражением (1), определяемое таким образом время релаксации фотоотклика не совпадает с „быстрым“ временем τ_1 , а дается выражением

$$(A + B)(\tau_1/A + \tau_2/B).$$

В данной работе обработка осциллограмм импульсов фотоотклика осуществлялась с учетом релаксации с двумя характерными временами. На рис. 1 символами представлена зависимость быстрого времени релаксации $\tau = \tau_1$ от магнитного поля. Хорошо видно, что постоянная времени приемника τ_1 имеет острые максимумы на краях плато КЭХ, соответствующего $\nu = 2$, где ее

значения более чем на порядок превышают величину в центре плато. Аналогичная картина наблюдалась и при $T = 4.2\text{ K}$ (рис. 3), с той лишь разницей, что в этом случае характерные значения времен были примерно в 2 раза меньше, чем при $T = 2.4\text{ K}$. Типичные значения „длинного“ времени релаксации составляли порядка 1 мс.

Исходя из наблюдаемого времени фотоотклика на рис. 1,3 при $\nu = 2$ (правый пик) по сравнению с $\nu = 4$ можно сделать аналогично работе [12] оценки по формуле (1) для характерного масштаба флуктуаций случайного потенциала:

$$\Delta Y = 190 \text{ \AA} \text{ при } T = 2.4 \text{ K},$$

$$\Delta Y = 310 \text{ \AA} \text{ при } T = 4.2 \text{ K}.$$

Вблизи плато КЭХ амплитуда флуктуаций потенциала составляет порядка циклотронной энергии $\hbar\omega_c$. Это

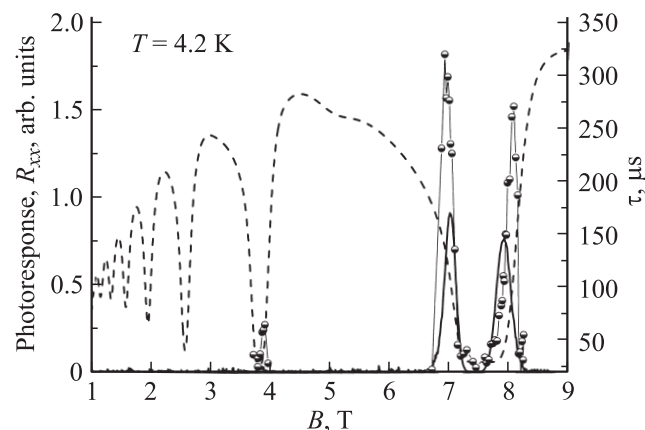


Рис. 3. Продольное сопротивление R_{xx} детектора (пунктирная линия), фотоотклик на широкополосное излучение источника $p\text{-Ge}$ (сплошная линия) и время отклика τ в зависимости от магнитного поля (символы) при $T = 4.2\text{ K}$.

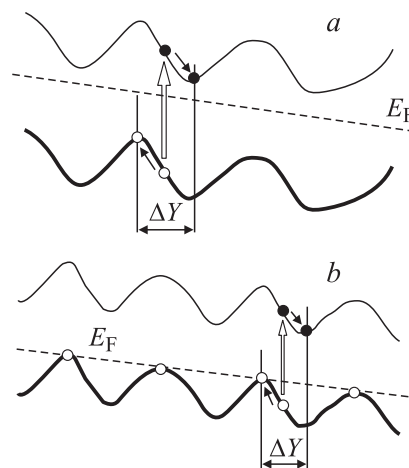


Рис. 4. Схематическое изображение энергетического профиля уровня Ландау при наличии случайного потенциала. Уровень Ферми соответствует: a — центру плато квантового эффекта Холла, b — краю плато.

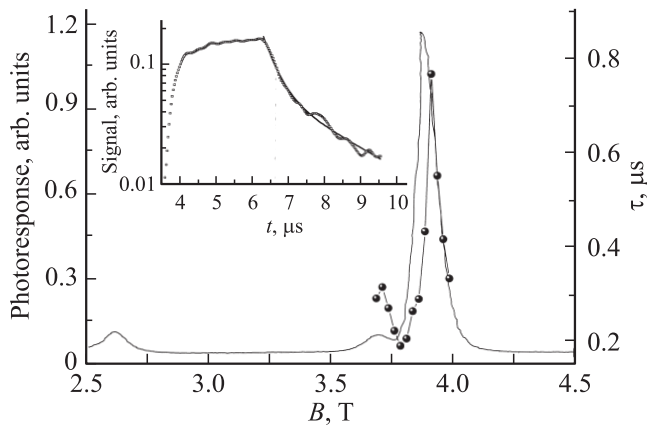


Рис. 5. Зависимости фотоотклика детектора на широкополосное излучение источника „TeraSed“ (сплошная линия) и времени отклика τ от магнитного поля (символы) при $T = 4.2$ К. На вставке — типичная осциллограмма сигнала с приемника (символы) и биэкспоненциальная аппроксимация (сплошная линия).

связывается с исчезновением эффекта экранирования в области КЭХ вследствие обращения в нуль продольного сопротивления [1] (рис. 4, а). Как уже отмечлось, случайный потенциал приводит к пространственному разделению фотовозбужденных электронов и дырок на уровнях Ландау, расположенных выше и ниже уровня Ферми соответственно. Локализованный электрон (дырка) иногда может возбуждаться в делокализованное состояние вблизи центра уровня Ландау и таким образом давать вклад в фотоотклик. Поскольку фотовозбужденные носители большую часть времени жизни проводят в локализованных состояниях, постоянная времени фотоотклика τ фактически определяется временем рекомбинации локализованных носителей.

Если плато КЭХ хорошо развито, время жизни минимально в центре плато, потому что случайный потенциал не экранируется 2D электронным газом, что приводит к уменьшению его масштаба и более сильному перекрытию волновых функций электрона и дырки. Это наблюдается на рис. 1, 3 для случая $\nu = 2$ (ср. с [1]). Время жизни растет с удалением значений B от центра плато (но в пределах холловского плато), так как экранирование становится эффективным благодаря возникновению продольного сопротивления. Включение экранирования случайного потенциала приводит к увеличению пространственного разделения электронов и дырок. По этой же причине в образцах с более высокой подвижностью τ больше из-за более крупного масштаба случайного потенциала [1]. Исходя из наблюдаемого на рис. 1, 3 соотношения времен фотоотклика в минимуме и правом максимуме $\tau(B)$, можно в соответствии с формулой (1) оценить изменение масштаба случайного потенциала ΔU при $\nu = 2$ за счет выключения экранирования, которое составляет около 30%. Когда магнитное поле выходит за пределы холловского плато,

наблюдаемое падение $\tau(B)$ обусловлено возрастанием количества электронов (левый пик на рис. 1, 3) или дырок (правый пик), находящихся в термическом равновесии, что приводит к увеличению вероятности рекомбинации возбужденного носителя заряда и, следовательно, к уменьшению времени жизни. Эта ситуация иллюстрируется рис. 4, б для случая, соответствующего правому максимуму $\tau(B)$ на рис. 1, 3. Подобная картина наблюдается также для $\nu = 4$ при $T = 2.4$ К (рис. 1). Хотя в случае $\nu = 4$ при $T = 2.4$ К плато менее развито и есть только один явный пик фотоотклика (на правой стороне плато), на зависимости времени отклика от магнитного поля видна структура с двумя пиками с минимумом в центре плато.

На рис. 5 представлена зависимость от магнитного поля фотоотклика (сплошная кривая) на широкополосный терагерцовый сигнал излучателя „TeraSed“, возбуждаемого оптическими импульсами фемтосекундной длительности, измеренная при $T = 4.2$ К вблизи факторов заполнения уровней Ландау $\nu = 4$ и $\nu = 6$. На вставке на рис. 5 представлена типичная осциллограмма импульса сигнала фотоотклика ΔR_{xx} с приемника, измеренная в максимуме фотоотклика вблизи фактора заполнения $\nu = 4$; постоянная времени системы регистрации составляла менее 0.1 мкс. Символами на рис. 5 представлена зависимость „быстрого“ времени релаксации $\tau = \tau_1$ от магнитного поля, измеренная вблизи $\nu = 4$. Хорошо видно, что, хотя времена релаксации уменьшились на 2 порядка по сравнению с данными на рис. 3 (что естественно связать с неравновесными фоновыми носителями, которые увеличивают вероятность рекомбинации возбужденного носителя и, следовательно, уменьшают время его жизни), общие закономерности зависимостей амплитуды и времени релаксации фотоотклика от магнитного поля остались такими же, как и в отсутствие теплового фона при комнатной температуре, а именно наличие двух пиков в зависимости амплитуды и времени отклика от B на краях плато КЭХ и глубокого минимума $\tau(B)$ в центре плато.

4. Заключение

Проведенные детальные исследования „медленного“ времени релаксации τ_2 от магнитного поля показали, что в отличие от „быстрого“ времени „медленное“ время на всем протяжении плато КЭХ является практически постоянным и составляет ~ 2.7 мкс, т. е. τ_2 и связанная с ним часть фотоотклика никак не зависят от экранировки случайного потенциала 2D электронным газом, что указывает на иную природу „медленного“ фотоотклика. По аналогии с результатами работы [15] долговременную релаксацию естественно связать с рекомбинацией электронов и дырок, локализованных в далеко разнесенных в пространстве минимумах и максимумах потенциала. Как видно из рис. 2 и вставки на рис. 5, доля сигнала, релаксирующего с быстрым временем τ_1 , составляет

порядка 50%. Представляется, что первоначально фото-возбужденные электроны и дырки локализованы преимущественно в соседних минимумах и максимумах потенциала (рис. 4, *a*). Очевидно, что амплитуда быстро релаксирующей части фотоотклика пропорциональна числу таких электронно-дырочных пар. Будучи возбужденным в делокализованное состояние, электрон (дырка) в последующем будет захвачен в минимум (максимум) потенциала, по соседству с которым нет захваченного носителя заряда противоположного знака (просто потому, что обратный масштаб флуктуаций потенциала много больше концентрации фотовозбужденных носителей). Для рекомбинации такому носителю, очевидно, надо совершить большое количество прыжков, и вероятность такого процесса не зависит от масштаба случайного потенциала, определяемого в условиях КЭХ величиной магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16236 и 07-02-01307) и РАН.

Список литературы

- [1] Y. Kawano, Y. Hisanaga, S. Komiyama. *J. Appl. Phys.*, **89**, 4037 (2001).
- [2] Y. Kawaguchi, K. Hirakawa, M. Sacki, K. Yamanaka, S. Komiyama. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 136 (2002).
- [3] J.C. Maan, Th. Englert, D.C. Tsui, A.C. Gossard. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 609 (1982).
- [4] D. Stein, G. Ebert, K. von Klitzing, G. Weimann. *Surf. Sci.*, **142**, 406 (1984).
- [5] G.L.J.A. Rikken, P. Wyder, K. Ploog, J.M. Chamberlain, R.T. Grimes, G. Hill. *Surf. Sci.*, **196**, 303 (1988).
- [6] K. Unterrainer, C. Kremser, E. Gornik, Yu.L. Ivanov. *Sol. St. Electron.*, **32**, 1527 (1989).
- [7] E. Dissel, G. Muller., K. von Klitzing, K. Ploog, H. Nickel, W. Schlapp, R. Losp. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 2231 (1991).
- [8] Ю.Б. Васильев, С.Д. Сучалкин, Ю.Л. Иванов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, И.Г. Савельев. *Письма ЖЭТФ*, **56**, 377 (1992).
- [9] K. Hirakawa, M. Endo, Y. Yamanaga, S. Komiyama. *Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond.* (Berlin, Germany, 1996) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 2543.
- [10] D.F. Andreev, I.V. Erofeeva, V.I. Gavrilenko, A.L. Korotkov, A.N. Yablonsky, O. Astafiev, Y. Kawano, S. Komiyama. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, 300 (2001).
- [11] О. Астафьев, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, И. Кавано, С. Комияма. *Изв. АН. Сер. физ.*, **66**, 243 (2002).
- [12] I.V. Erofeeva, V.I. Gavrilenko, S. Komiyama. *Nanotechnology*, **12**, 453 (2001).
- [13] S. Komiyama. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 271 (1982).
- [14] A. Dreyhaupt, S. Winnerl, T. Dekorsy, M. Helm. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 121 114 (2005).
- [15] J.E. Golub, S.D. Baranovskii, P. Thomas. *Phys. Rev. B*, **55**, 4575 (1997).

Редактор Т.А. Полянская

Evolution of the photoresponse time of GaAs/AlGaAs cyclotron resonance quantum Hall effect detector

A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, D.I. Kuritsyn,
S.V. Morozov, K.E. Spirin, Y. Kawaguchi*,
S. Komiyama*

Institute for Physics of Microstructures,
603950 Nizny Novgorod, Russia

* Department of Basic Science,
University of Tokyo,
3-8-1 Komaba, Meguro-ku,
Tokyo 153-8902, Japan

Abstract The photoresponse time of cyclotron resonance quantum Hall effect detector is shown to have a dip minimum in the center of quantum Hall effect plateau and two sharp maxima asides. The minimum is due to the vanishing of the random potential screening whereas the response time drop outside the plateau results from the rise of the equilibrium population of the Landau level over/below the Fermi energy with electrons/holes that speed up the photoexcited carrier recombination. 300 K background temperature radiation is to shorten the relaxation time by 2 orders, the characteristic dependence on the magnetic field being persisted.