Письма в ЖЭТФ, том 77, вып. 5, с. 281 – 284 © 2003 г. 10 марта

Фотопроводимость 2D электронных систем в магнитном поле

В. Шикин

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

Поступила в редакцию 24 января 2003 г.

Недавние измерения фотопроводимости в полупроводниковых 2D электронных системах при наличии магнитного поля, нормального 2D плоскости, обнаруживают осцилляции ее магнитной зависимости в относительно слабых, по сравнению с необходимыми для шубниковских, магнитных полях. В данном сообщении показано, что речь идет о двумерном аналоге магнетофотонных (фононных) осцилляций, детально исследованных разными авторами в 3D образцах.

PACS: 75.50.–h

Задача о фотопроводимости $\tilde{\sigma}$ 2D электронной системы в нормальном магнитном поле, стимулированной высокочастотной (ВЧ) накачкой, появилась в литературе еще в 70-е годы (см. [1]). Несколько позднее и независимо от теории были выполнены первые фотоэксперименты [2, 3] на инверсионных слоях в кремнии. Ничего примечательного, кроме ожидаемого фотовсплеска $\tilde{\sigma}$ в резонансной области $\Omega = \omega_c$ эти эксперименты не обнаружили (здесь Ω, ω_c – внешняя и циклотронная частоты). И лишь в последнее время наметился прогресс в освоении этой интересной проблемы.

Прежде всего отметим работы [4, 5] с 2D электронами над гелием. Здесь, среди прочего, выяснилось, что положение на магнитной оси пиков циклотронного (CR)-поглощения и фотопроводимости, стимулированной его наличием, не всегда совпадают между собой. Еще более содержательными оказались работы [6 – 8] о деталях фотопроводимости в хорошо проводящих 2D электронных системах на основе GaAs. В области слабых магнитных полей, пока $\Omega \geq \omega_c$, эти эксперименты обнаруживают осцилляции проводимости $\tilde{\sigma}_{xx}(H)$ с периодом, зависящем, в основном, от параметра γ, не имеющего ничего общего с комбинацией величин, ответственных за осцилляции Шубникова–де Гааза (SdH)

$$\gamma = \Omega/\omega_c. \qquad (1)$$

Экстремумы $\tilde{\sigma}_{xx}$ возникают в окрестности точек

$$\gamma_j = 1,\ 2,\ 3, \ldots, j. \qquad (2)$$

При этом холловская проводимость ведет себя классически:

$$\sigma_{xy} \propto H^{-1},$$

а SdH осцилляции становятся заметными лишь при достаточно высоких магнитных полях, когда $\gamma < 1$.

В первой из своих публикаций авторы [6 – 8] упоминают некий сценарий, ведущий к зависимости

$$\tilde{\sigma}_{xx} \propto \cos(2\pi\Omega/\omega_c)\exp(-2\pi/\Omega_c\tau). \qquad (3)$$

Однако в дальнейшем (см. [7, 8]) эта трактовка не фигурирует. Таким образом, необычный тип осцилляций $\tilde{\sigma}_{xx}(H)$ из [6 – 8] пока не идентифицирован.

В данной заметке автор обращает внимание на работу Рыжего [1], содержащую возможное качественное объяснение природы новых осцилляций $\tilde{\sigma}_{xx}(H)$ из [6-8]. Речь идет о неупругих процессах, сопровождающих электромагнитное облучение образца. В результате резонансное поглощение энергии фотона $\hbar\Omega$ возможно не только на циклотронной частоте $\Omega = \omega_c$, но и на мультичастотах $\Omega = j\omega_c$, $j = 2, 3, \ldots$, что и наблюдается экспериментально.

1. Работа [1] появилась на фоне обширной деятельности о магнитофононных осцилляциях. Первоначально речь шла о деталях магнетопроводимости 3D образцов при наличии неупругого взаимодействия электронов с оптическими фононами [9 – 11]. Периодичность таких осцилляций на магнитной “оси” контролируется параметром

$$\gamma_o = \omega_o/\omega_c \qquad (4)$$

с логарифмическими экстремумами σ_{xx} в точках

$$\gamma_o^j = 1, 2, 3, \ldots, j.$$

Здесь ω_o – частота оптического фонона. Кроме оригинального (по сравнению с SdH) распределения вдоль магнитной оси, эти осцилляции нечувствительны к степени вырождения 3D системы, имеют другую (по сравнению с SdH) температурную зависимость и т.д.

В развитии магнитофононной деятельности ярко выражены несколько направлений: поведение сильно неравновесных электронных систем в магнитном поле (начиная с работ Елесина, Маныкина [12], Елесина

[13], в которых, среди прочего, вводится в употребление понятие абсолютной отрицательной проводимости и первые успешные эксперименты, подтверждающие ее наличие [14]), магнетопримесные резонансы в электронном транспорте полупроводников (см. обзор Гантмахера, Зверева [15]), распространение теории на 2D случай [1, 16].

В уже упоминавшейся работе [1] наряду с двумерностью электронной системы появляются фотоны. Роль оптического фонона начинает играть высокочастотное поле накачки, а его частота Ω заменяет величину ω_o из (4). При рассеянии на оптических фононах изменение энергии и "импульса" электрона в скрещенных магнитном и дрейфовом электрическом полях компенсировалось с помощью фонона. В фотонном варианте задачи при рассеянии электрона на фотоне Ω и фононе (примеси) необходимая компенсация осуществляется раздельно: изменение энергии происходит за счет фотона, а импульса – за счет фонона (примеси). Такое комбинированное рассеяние обеспечивает в конечном выражении для тока существование вкладов от мультициклотронных переходов, когда имеет место связь

$$j\omega_c = \Omega, \quad j = 1, 2, 3, \ldots$$

Очевидно, это условие совпадает с наблюдениями (1), (2).

Что касается физических причин осцилляций тока с периодом (1), (2), то согласно [1], в окрестности этих точек происходит смена знака осциллирующей части проводимости (появляются, как и в 3D задачах, участки ВАХ с абсолютно отрицательной проводимостью):

$$j_{xx}(\Omega) = \frac{e^2 N(\Omega) n_s}{\Omega \epsilon(\Omega) \mid E \mid \tau} \times$$

$$\times \sum_{j=1}^{\infty} A_j(\Omega, H, l_H^2 q_j^2) q_j \exp{(-l_H^2 q_j^2/2)}, \qquad (5)$$

$$q_j = \frac{\hbar(j\omega_c - \Omega)}{eEl_H^2}, \quad eEl_H > \hbar/\tau \qquad (6).$$

Здесь E – ведущее электрическое поле, $N(\Omega)$ – эффективное число фотонов ($N(\Omega)$ пропорционально $E^2_{\text{ВЧ}}$), n_s – средняя плотность 2D электронов, τ – время релаксации на примесях, $\epsilon(\Omega)$ – реальная часть диэлектрической постоянной, l_H – магнитная длина, $A_n(\Omega, H, l_H^2 q_j^2)$ – медленно меняющаяся функция. Относительная ширина пиков проводимости разного знака и расстояние между двумя такими “соседями”, согласно [1], $\sim eEl_H/\hbar\omega_c$.

2. Комментируя результаты [1], следует отметить, что наиболее яркое утверждение этой работы о наличии участков ВАХ с отрицательной проводимостью нуждается в доработке. Не исследован вопрос о плавной части ВАХ, на фоне которой развиваются осцилляции (5). Нет ясности в поведении ВАХ при $E \to 0$.

Частично вопрос о ситуации с $E \to 0$ проясняется ниже. Оказывается, 2D система в магнитном поле поглощает ВЧ энергию селективно (с периодичностью (1), (2)) и в отсутствие поля E. Это означает, в частности, что осцилляции фотопроводимости вида (1), (2) возможны и без аномального поведения ВАХ (5), (6) (поглощение меняет симметричную часть функции распределения электронов, а значит, и их подвижность; этот сценарий появления фотопроводимости наиболее вероятен и традиционен, именно так объяснялись первые фотоэксперименты [2, 3]).

Для демонстрации свойств фотопоглощения 2D системы в магнитном поле удобно следовать работе [11], где этот же вопрос решался в 3D варианте со ссылками на аналогичные действия при решении задач [17 – 19].

Коэффициент поглощения $K_2(\Omega)$ в 2D задаче надо определять в виде

$$K_2 = 1 - (|R|^2 + |1+T|^2), \quad R = T, \\ R = \sigma/(1-\sigma), \quad \sigma = 2\pi\sigma_{xx}/c, \qquad (7)$$

где σ_{xx} – диагональная часть 2D проводимости в магнитном поле, c – скорость света, R, $(1+T)$ – соответственно, коэффициенты отражения и прохождения плоской электромагнитной волны для 2D электронной системы в магнитном поле. Его существенная часть определяется выражением (см. [11])

$$K_2 \propto Av_i \sum_f |<i|\tilde{H}|f>^2 \delta(E_i - E_f), \qquad (8)$$

$$<i|\tilde{H}|f> = \sum_v \frac{<i|H_L|v><v|H_R|f>}{E_i - E_v} + \\ + \sum_v \frac{<i|H_R|v><v|H_L|f>}{E_i - E_v}. \qquad (9)$$

Здесь H_R, H_L – энергии взаимодействия электрона с высокочастотным полем и решеткой, соответственно, волновая функция $|i>$ с компонентами

$$|i> = |\alpha \ldots, n(q) \ldots, N(k) \ldots > \equiv |\alpha, 0, 0> .$$

– некое начальное состояние с характеристиками α электрона в магнитном поле и числами заполнения фононов $n(q)$ и фотонов $N(k)$; q и k– волновые числа фононов и фотонов. Соответственно

$$|f> = |\alpha' \ldots, N(q) \pm 1 \ldots, N(k) - 1 \ldots > \equiv |\alpha', \pm q, -k>$$

– конечное состояние, при котором меняется состояние электрона и происходит эмиссия или адсорбция фонона.

В первой из сумм (9) переходы происходят через виртуальные состояния $|v>=|\alpha'', \pm q, 0>$, то есть сначала меняется число фононов, а потом – фотонов. Во второй сумме $|v>=|\alpha'', 0, -k>$ сначала меняется число фотонов и далее – число фононов.

Суммирование в (8) по конечным состояниям означает суммирование по α' и $\pm q$. Усреднение (если надо) по начальным состояниям обозначено через Av_i и подразумевает тепловое усреднение по α и $n(q)$. В результате, следуя [11], имеем

$$K_2(\Omega) = K_2^+(\Omega) + K_2^-(\Omega), \tag{10}$$

где $K_2^+(\Omega)$ и $K_2^-(\Omega)$ – вклады в поглощение фотонов за счет эмиссии и адсорбции фонона. Каждый из них

$$K_2^{\pm}(\Omega) = \sum_{l,l'=0} K_{l,l'}^{\pm}(\Omega), \tag{11}$$

$$K_{l,l'}^{\pm}(\Omega) = A(\Omega) w_l \int_{-\infty}^{+\infty} dq q^3 \left[n_T(q) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right] \times$$

$$\times B(q) |Q_{ll'}(q l_H)|^2 \delta[(l-l')\omega_c + \Omega \mp \omega(q)]; \tag{12}$$

$$A(\Omega) = \frac{1}{4}(2\pi)^3 n_s \alpha_R \frac{1}{m^2 \Omega} [\frac{1}{(\Omega+\omega_c)^2} + \frac{1}{(\Omega-\omega_c)^2}],$$

$$\alpha_R = e^2 / c\sqrt{\epsilon(\Omega)},$$

$$w_l = 2\sinh(\omega_c/T) \exp[-\omega_c(l+1/2)/T],$$

$$Q_{ll'}(x) = (-1)^{l-l'} (l'!/l1)^{1/2} x^{l-l'} L_{l'}^{l} - l'(x^2) \exp(-x^2/2). \tag{13}$$

Фактор $B(q)$ в (12) характеризует электрон-фононное взаимодействие, являясь гладкой функцией q, α_R – константа связи электрона с фотоном, T – температура.

Интегралы (12) берутся с помощью δ-функции, которая для акустических фононов с законом дисперсии $\omega(q) \simeq Sq$ (S – скорость звука вдоль 2D металлической пленки) выбирает в интеграле (12) "нужный" фонон $q = q^*$:

$$q^* = \pm[(l-l')\omega_c + \Omega]/S. \tag{14}$$

А дальше вступает в "игру" фактор $Q_{ll'}$ (13). Для того чтобы этот множитель (а значит, и коэффициент поглощения в целом) не был экспоненциально мал, необходима близость q^* к нулю. Точнее, требуется выполнение неравенства

$$q^* l_H < 1. \tag{15}$$

Оптимальное для максимума $Q_{ll'}$ значение q^* является нулевым, что эквивалентно условиям (1), (2) за исключением, может быть, точки $j=1$, где дополнительно и функция $A(\Omega)$ имеет полюс. В результате при наличии $j=1$ поглощение становится классическим, циклотронным.

Резкость мультициклотронных резонансов определяется, в основном, требованием к энергичности исходного фотона. Согласно (14) и (15), для появления таких резонансов при фононном соучастии желательно находиться в области

$$\Omega \gg S/l_H, \tag{16}$$

что достижимо не только для классического CR, но и для появления мультициклотронных гармоник.

Резюме. Существующая теория магнетофотонных явлений для 2D электронов в магнитном поле позволяет качественно объяснить возникновение мультициклотронных пиков фотопроводимости (1), (2) как следствие неупругих процессов, сопровождающих поглощение фотона с энергией $\Omega \gg \omega_c$ в среде, содержащей 2D электронную систему и "работающих" оптимально в условиях (14), (15). Наличие таких пиков легко устанавливается на языке [1, 9 – 11]. Можно отметить и более поздние работы [20] с указанием на существование мультициклотронных резонансов в фотопоглощении. Что касается амплитуды наблюдаемых осцилляций, то здесь необходима систематическая деятельность, развивающая по аналогии с 3D задачами, 2D формализм магнетофотонных явлений. Дополнительная специфика 2D ситуации заключается в том, что безразмерный параметр σ из (7) для хороших образцов [6 – 8], начинает приближаться к единице. В этих условиях осцилляции фотопоглощения могут значительно возрастать по "импедансным" причинам. Для иллюстрации можно указать работу [21], где слабо выраженные мультициклотронные пики наблюдались на "крыльях" пика CR. Но качество образцов из [21] значительно уступало показателям [6 – 8], так что здесь $\sigma \ll 1$, и импедансного усиления нет.

Автор благодарен В. Гантмахеру и С. Иорданскому за обсуждение результатов работы и полезные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 03-02-16121.

1. В. Рыжий, ФТТ **11**, 2577 (1969).
2. H. Bluyssen, J. Mann, L. Ruyven et al., Solid St. Comm. **25**, 895 (1978).

3. J. Mann, T. Englert, D. Tsui, and A. Gossard, Appl. Phys. Lett. **40**, 609 (1982).
4. F. Penning, O. Tress, H. Bluyssen, and P. Wyder, JLTP **110**, 185 (1998).
5. F. Penning, O. Tress, H. Bluyssen et al., Phys. Rev. **B61**, 4530 (2000).
6. M. Zudov, R. Du, J. Simmons, and J. Reno, cond-mat/9711149, 16 Nov. 1997.
7. M. Zudov, R. Du, J. Simmons, and J. Reno, Phys. Rev. **B64**, 201311-1 (2001).
8. M. Zudov, R. Du, L. Pfeifer, and K. West, cond-mat/0210034 v1 1 Oct. 2002.
9. В. Гуревич, Ю. Фирсов, ЖЭТФ **40**, 199 (1961).
10. А. Эфрос, ФТТ **3**, 2848 (1961).
11. Ф. Басс, И. Левинсон, ЖЭТФ **49**, 914 (1965).
12. В. Елесин, Э. Маныкин, Письма ЖЭТФ **3**, 26 (1966).
13. В. Елесин, Письма ЖЭТФ **7**, 229 (1968).
14. А. Александров, Ю. Быковский, В. Елесин и др., ЖЭТФ **64**, 231 (1973); Письма в ЖЭТФ **12**, 57 (1970).
15. V. Gantmakher and V. Zverev, Chapter 19 p. 1137 in book *Landau level Spectroscopy*, Eds. G .Landwehr and E. Rashba, Elsevier Science Pub., b.V, 1991.
16. А. Гладун, В. Рыжий, ЖЭТФ **57**, 978 (1969).
17. H. Frolich, Adv. in Phys. **3**, 325 (1964).
18. H. Meyer, Phys. Rev. **112**, 298 (1958).
19. R. Rosenberg and M. Lax, Phys. Rev. **112**, 843 (1958).
20. T. Audo, J. Phys. Soc. Jap. **38**, 989 (1975).
21. J. Kotthaus, G. Abstreiter, and J.Koch, Sol. St. Comm. **15**, 517 (1974).