

ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ В УСЛОВИЯХ ХОЛЛОВСКОГО КВАНТОВАНИЯ

Б.А. З о н , В.Я. К у п е р ш м и д т , Е.В. Р у д н е в

В настоящее время интенсивно изучаются свойства двумерных электронных систем в условиях квантового эффекта Холла [1, 2], когда поперечная статическая проводимость σ_{xy} в квантующем магнитном поле $\vec{H}=(0,0,H)$ в определенном диапазоне изменения H или поверхностной концентрации носителей заряда обладает плато, а диссипативная проводимость σ_{xx} исчезает. При этом другие физические характеристики таких систем могут обладать специфическими особенностями. Так, в работах [3, 4] теоретически и экспериментально исследовано квантование угла фарадеевского вращения плоскости поляризации излучения СВЧ-диапазона, проходящего через двумерную структуру. В настоящей работе рассматривается обратный эффект Фарадея (ОЭФ) в двумерной структуре в условиях холловского квантования. Показывается, что индуцируемый электромагнитным излучением магнитный поток претерпевает квантовые скачки.

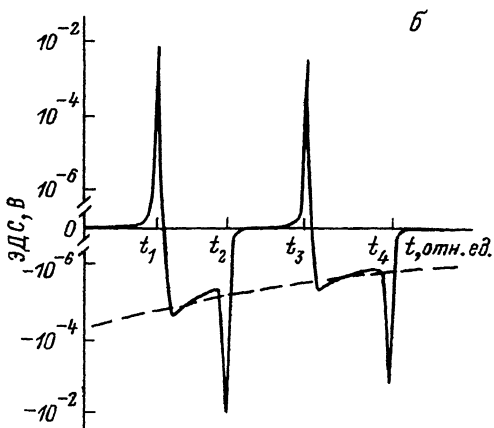
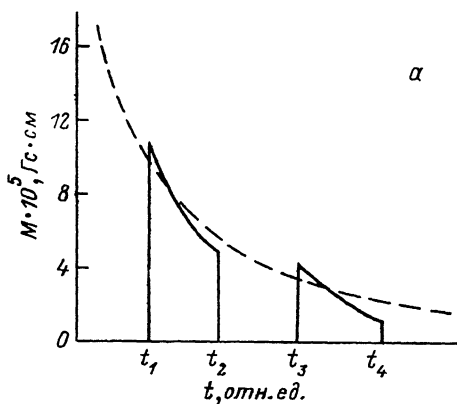
Пусть в направлении, перпендикулярном к плоскости двумерного слоя, вдоль магнитного поля распространяется эллиптически поляризованная электромагнитная волна со степенью циркулярной поляризации A . Будем рассматривать ОЭФ в низкочастотной области $\omega \ll \omega_0$ ($\hbar\omega_0$ - характерная амплитуда примесного потенциала). В этой области ω , соответствующих сантиметровому или миллиметровому диапазонам, справедлива замена динамической проводимости ее статическим значением $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(0)$ [3] и выполняется неравенство $\sigma''_{xy} \ll \sigma'_{xy}$, где σ'_{xy} , σ''_{xy} - действительная и мнимая части σ_{xy} соответственно.

Для поверхностной намагниченности \vec{M} , индуцированной в двумерном электронном слое вследствие ОЭФ, в случае сильных магнитных полей, таких, что $\omega_c \tau \gg 1$, где ω_c - циклотронная частота, τ - время релаксации носителей заряда, имеем (ср. [5]):

$$\vec{M} = (0, 0, M), \quad M = \frac{A |\vec{E}|^2}{4\omega} \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial H}, \quad (1)$$

где \vec{E} - амплитуда электромагнитной волны в двумерном слое. Как следует из (1), в области холловских плато, когда $\sigma_{xy} = e^2 \hbar^{-1} \nu$, где ν - целое или дробное число, что соответствует целочисленному или дробному квантовому эффекту Холла, $M = 0$.

Рассмотрим гетероструктуру с заданной поверхностной концентрацией электронов N . Излучение проходит диэлектрическую пленку толщиной D , двумерный электронный слой и полупроводниковую подложку толщиной d с показателем преломления n . Для такой



Зависимость поверхностной намагниченности M (а) и ЭДС (б) от времени на участке с линейной зависимостью $H(t)$ – сплошные линии. Те же величины в классическом пределе – штриховые кривые.

структуры выражение для коэффициента прохождения k , связывающего интенсивность электромагнитной волны в двумерном слое $|\vec{E}|^2$ с интенсивностью падающей волны $|\vec{E}_0|^2$, имеет вид

$$k = \frac{|\vec{E}|^2}{|\vec{E}_0|^2} = \frac{4(n^2 + tg^2\alpha)}{(n^2 + 1)^2 + 4n^2 tg^2\alpha},$$

где $\alpha = \omega n d / c$. Учитывалось, что для реальных структур выполняется неравенство $\omega n d / c \ll 1$. Представляя холловскую проводимость в виде

$$\sigma_{xy} = -\frac{Nec}{H} + \Delta\sigma_{xy},$$

где $\Delta\sigma'_{xy}$ - поправка, обусловленная присутствием рассеивателей [6], для поверхностной намагниченности получим

$$M = \frac{Ak|\vec{E}_0|^2 N_{\text{ес}}}{4\omega H^2} \left(1 + \frac{H^2}{N_{\text{ес}}} \frac{\partial}{\partial H} \Delta\sigma'_{xy} \right).$$

На рисунке, а приведена качественная зависимость индуцированной в двумерной структуре вследствие ОЭФ намагниченности M от квантующего магнитного поля H при $N = \text{const}$; поправка $\Delta\sigma'_{xy}$ взята в соответствии с моделью [7]. Сплошная линия описывает намагниченность в условиях холловского квантования, штриховая линия соответствует классическому случаю, когда $\Delta\sigma'_{xy} = 0$. Как видно из рисунка, а, при адиабатическом изменении напряженности магнитного поля H возникают квантовые осцилляции намагниченности. Отметим, что вклад в намагниченность, вносимый диссипативной проводимостью, мал в силу неравенства $\sigma'_{xx}/\sigma'_{xy} \sim 1/\omega_c\tau \ll 1$.

Один из способов наблюдения намагниченности состоит в измерении ЭДС, возникающей в проводящем контуре, охватывающем структуру в плоскости двумерного слоя. На краях холловского плато изменение M носит скачкообразный характер, вследствие чего при изменении со временем квантующего магнитного поля, и, следовательно, намагниченности, в контуре возникает импульсная ЭДС $\sim \partial M/\partial t$ (см. рисунок, б, сплошная линия). Штриховая линия на рисунке, б соответствует ЭДС в отсутствие холловского квантования. Конечная ширина пиков на рисунке, б соответствует реально имеющему место плавному изменению на краях плато проводимости σ_{xy} и M . Кроме того, уширение может быть связано с конечностью полосы пропускания регистрирующей системы.

Приведем численные оценки. Для гетероструктуры GaAs-AlGaAs при $T = 50$ мК [8], излучения с $\omega = 10^{10}$ с $^{-1}$ и потоком мощности 10 кВт/см 2 , при площади, охватываемой контуром 1 см 2 . Плотность потока магнитной индукции $\Phi \approx 10^{-2}$ Гс·см 2 . При скорости изменения магнитного поля $\partial H/\partial t \approx 10^7$ кГс/с получим оценку импульса ЭДС $\approx 10^{-2}$ В.

Как следует из приведенных формул, ОЭФ в условиях квантового эффекта Холла обладает резкими особенностями, в частности, исчезает в области плато. Это отличает его как от поведения холловской проводимости σ_{xy} , так и прямого эффекта Фарадея. Отметим, что ОЭФ определяется величиной $\sim \partial\sigma_{xy}/\partial H$, что позволяет получить прямую информацию о σ_{xy} , в отличие от квантового эффекта Холла, определяемого сопротивлением ρ_{xy} .

Л и т е р а т у р а

- [1] V o n K l i t z i n g K., D o r d a G., P e r p e r M. - Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, N 6, p. 494-497.
- [2] T s u i D.C., S t ö r m e r H.L., G o s s a r d A.C. - Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, N 22, p. 1559-1562.

- [3] Волков В.А., Михайлов С.А. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 9, с. 389-390.
- [4] Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А., Гроднянский И.М., Матов О.Р., Михайлов С.А., Сеничкин А.П., Старостин К.В. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 5, с. 255-257.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 483 с.
- [6] Ando T., Matsumoto Y., Uemura Y. - J. Phys. Soc. Japan, 1975, v. 39, N 2, p. 279-288.
- [7] Aoki H., Ando T. - Sol. St. Commun., 1981, v. 38, N 11, p. 1079-1082.
- [8] Paalanen M.A., Tsui D.C., Gosard A.C. - Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 8, p. 5566-5569.

Воронежский государственный университет им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию 7 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО РИДБЕРГОВСКИМ СОСТОЯНИЯМ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА, КИСЛОРОДА И АРГОНА, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ УДАРЕ

А.А. Перов, А.Н. Степанов, С.П. Кабанов

Высоковозбужденные ридберговские состояния (ВРС) атомов являются в последнее время предметом большого числа исследований [1]. Подавляющее большинство работ в этой области проводится сейчас с использованием перестраиваемых лазеров для возбуждения атомов и метода селективной ионизации электрическим полем для анализа по ВРС. Подобная экспериментальная техника эффективна для изучения свойств ВРС самих-по себе. Однако представляет также интерес анализировать по ВРС атомы, полученные в каких-либо других процессах (например, при рекомбинации в плазме или при распаде высоковозбужденных молекул).

Существующие методы анализа по ВРС основаны на ионизации последних в электрическом поле. В частности, метод селективной ионизации является импульсным и его удобно применять только с импульсным лазерным возбуждением. По-видимому, этот метод трудно использовать для анализа пучков атомов по ВРС с широким спектром состояний. Известны также методы анализа по ВРС пучков быстрых атомов [2, 3], но их нельзя использовать для атомов с тепловыми скоростями. Методы анализа по ВРС в пучках атомов