Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 7, стр. 363 - 366 10 апреля 1991 г.

О РЕЛАКСАЦИИ ЯДЕРНОГО СПИНА В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

С.В.Иорданский[1)], *С.В.Мешков*[2)], *И.Д.Вагнер*[3)]

[1)]*ИТФ АН СССР, Москва, Косыгина, 2.*
[2)]*ИФТТ АН СССР, Черноголовка, Московская область.*
[3)]*I.D.Vagner. Nochfeld Magnetolabor Max Planck Institute Grenoble 166X, F38042 France.*

Поступила в редакцию 28 февраля 1991 г.

Вычислена скорость релаксации ядерного спина из-за образования спин-экситонов в сильном магнитном поле при наличии случайного потенциала примесей.

Скорость релаксации ядерного спина T_1^{-1} была измерена в высококачественной гетероструктуре в сильном магнитном поле [1,2]. Ориентация ядер достигалась путем динамической поляризации в ЭПР. Эта же поляризация из-за эффекта Оверхаузера сдвигает затем положение самого ЭПР, что и дает возможность ее измерения. Эксперименты показали релаксацию типа Корринги, т.е. переворот спина в электронном газе, как это впервые предложено в работе [3]. Так как электронная зеемановская энергия гораздо больше ядерной, и двумерные электроны в магнитном поле имеют дискретные уровни энергии, то такой процесс невозможен без учета энергии электронов в случайном потенциале примесей. Кроме того весьма важно кулоновское взаимодействие электронов, существенно меняющее эффективный g-фактор. Эти два обстоятельства существенно усложняют вычисление скорости релаксации по сравнению со случаем электронов в отсутствии магнитного поля. В работе [2] произведен расчет скорости деполяризации, в котором предполагалась известной одноэлектронная плотность состояний, а взаимодействие учитывалось путем введения g-фактора зависящего от заполнения уровней Ландау.

Мы рассмотрим эту задачу более последовательно, в несколько идеализированной постановке, когда все электроны заполняют полностью спиновый подуровень Ландау (со спином противоположным ядерному). Для случая более общего нецелого заполнения мы ограничимся приближением среднего поля и вычислим вероятность образования спинового возбуждения в такой системе, т.е. спинового экситона [4] с нулевой энергией. Основной фактор, определяющий такой процесс: плотность состояний спинового экситона с нулевой энергией (пренебрегая ядерным магнетоном), в любом случае должен входить в выражение для времени релаксации.

Для скорости деполяризации можно получить общую формулу, используя теорию возмущений по контактному сверхтонкому взаимодействию (см., например, [2]), которая в переменных связанных с рождением спин-экситонов может быть записана в виде

$$T_1^{-1} = A^2\nu_+(1-\nu_-)\int \mathrm{Im}G(\vec{k},\omega)\delta(\omega)L_n\left(\frac{k^2}{2}\right)e^{-k^2/2}\frac{d^2k}{(2\pi)^2}d\omega, \qquad (1)$$

где ν_+, ν_- - факторы заполнения для электронов со спином вверх и вниз на последнем занятом уровне Ландау n, L_n - полином Лагерра. Мы полагаем $l_h^2 = \frac{c\hbar}{eH} = 1$, $\hbar = 1$, A - постоянная сверхтонкого взаимодействия, $G(\vec{k},\omega)$ - функция Грина спин-экситона выражается обычным образом через операторы рождения спин-экситона

$$A^+(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{N_L\nu_+(1-\nu_-)}}\sum_p e^{ik_xp}a_+\left(p-\frac{k_y}{2}\right)a_-^+\left(p+\frac{k_y}{2}\right) \qquad (2)$$

(a, a^+ - операторы рождения электронов в калибровке Ландау, N_L - число состояний на уровне Ландау) и эрмитово сопряженные. Нормировка выбрана, таким образом, чтобы среднее от коммутатора ($<[A_k^+A_k]>=1$) как это и должно быть для частицы.

Случай $\nu_+=1$, $\nu_-=0$ особенно прост [4] и может быть рассмотрен точно в низшем порядке по отношению кулоновской энергии $E_c=\frac{e^2}{\kappa l_h}$ (κ - диэлектрическая постоянная), к циклотронной энергии $\hbar\omega_c$. Распространяя этот результат по теории среднего поля на произвольные ν, нетрудно получить эффективный гамильтониан для спин-экситонов во внешнем поле

$$H_{eff} = |g|\mu H + \frac{p^2}{2m} + \vec{p}[\vec{n}\vec{\nabla}U(\vec{r})], \qquad (3)$$

где $1/2m = 1/4\sqrt{\pi/2}(\nu_+-\nu_-)e^2/\kappa l_h$, $U(\vec{r})$ - случайный потенциал, действующий на электроны, n - единичный вектор в направлении магнитного поля, перпендикулярного двумерному слою. При выводе (3) мы считали импульс экситона малым и произвели разложение, а плотность электронов ν_+ и ν_- предполагалась однородной.

Имеются некоторые основания считать, что электронная плотность состояний определяется сравнительно крупномасштабным потенциалом, создаваемом заряженными примесями, удаленными на расстояние порядка спейсера. Поэтому мы будем считать случайный потенциал гауссовым с большим радиусом корреляции и использовать квазиклассическое приближение. Энергия спин-экситона равная нулю может быть достигнута только за счет сравнительно редких флуктуаций случайного потенциала, что дает возможность использовать метод оптимальной флуктуации для подсчета $\mathrm{Im}G(\vec{k},\omega)$ [5]. Оказывается, что оптимальная флуктуация соответствует малым $k^2 \approx |g|\mu H/E_c \ll 1$. Это оправдывает разложение по импульсу, использованное при выводе гамильтониана (3), а

T_1^{-1} фактически определяется плотностью состояний. Сам расчет довольно стандартен, за исключением того, что одночастичный гамильтониан имеет вид (3) вместо обычной суммы кинетической и потенциальной энергии.

Наибольший вклад дает оптимальная флуктуация, в которой спин-экситон локализован около некоторой точки с малым импульсом $p^2 = 2g\mu Hm$, и скоростью равной нулю. Скорость релаксации ядерного спина в этом случае имеет вид

$$T_1^{-1} \sim \nu_+(1-\nu_-)\exp\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\mu|g|H}{R''(0)}(\nu_+ - \nu_-)\frac{e^2}{\kappa l_h}, \qquad (4)$$

где $R''(0)$ - вторая производная парной корреляционной функции случайного потенциала при $r = 0$. Таким образом, для гладкого случайного потенциала в ответ входит только среднеквадратичное значение градиента случайного потенциала (совпадающее с $R''(0)$). Это позволяет несколько уточнить асимптотический результат (4), если рассмотреть экситон в случайном однородном поле ($\nabla U = \mathrm{const}$). Скорость переворота в однородном поле может быть вычислена по теории возмущений и после усреднения по различным ∇U получим

$$T_1^{-1} = (\nu_+ - \nu_-)\int \frac{1}{l_h^2 k}\exp\left\{\left[\frac{|g|\mu H + \frac{k^2}{2m}}{l_h^2 k}\right]^2 \frac{1}{R''(0)} - \frac{l_h^2 k^2}{2}\right\} L_n\left(\frac{k^2}{2}\right) d^2k. \qquad (5)$$

Этот интеграл можно вычислить методом скорейшего спуска или численно. Результаты расчета с параметрами для GaAs, показаны совместно с экспериментальными данными на рисунке. Подгоночными параметрами являлся масштаб T_1^{-1} (общий множитель) и $R''(0) \approx 9 \cdot 10^{-4}$(мэВ/нм)^2.

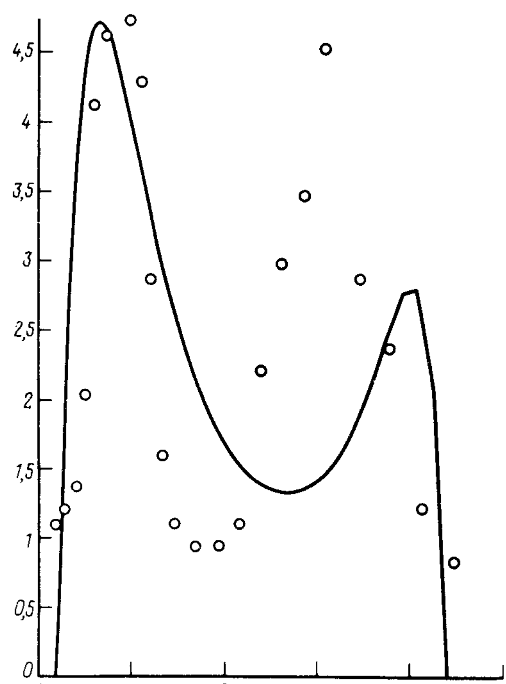

Рис. 1. Экспериментальные точки и кривая вычисленная согласно (7) при $R''(0) = 9 \cdot 10^{-4}$(мэВ/нм)^2, по оси абсцисс магнитное поле в тесла, по оси ординат T_1^{-1} в произвольных единицах

Несмотря на качественное согласие довольно плохо воспроизводится область больших магнитных полей. Причины расхождения могут быть связаны с тем, что а) определяющими в этом случае являются короткомасштабные флуктуации, случайного потенциала, б) сам вид случайного потенциала зависит от фактора заполнения уровней Ландау, что действительно имеет место для электронной плотности состояний.

Авторы благодарны Иоселевичу А.С., обратившему внимание на существование двух типов решения вариационной задачи. Авторы также благодарны Видеру П. за поддержку и внимание во время их пребывания в лаборатории высоких магнитных полей Института Макса Планка.

Литература

1. Dobers M., Klitzing K.V., Weiman G., Ploog K. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1650.
2. Berg A., Dobers M., Gerhardts R.R., Klitzing K.V. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 2563.
3. Vagner J.D., Maniv T. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1400.
4. Бычков Ю.А., Иорданский С.В., Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 143.
5. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979.