Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 9, стр. 383 – 386 *10 ноября 1984 г.*

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В АДСОРБИРОВАННОМ H↑ И ДРУГИХ КВАЗИДВУМЕРНЫХ И КВАЗИОДНОМЕРНЫХ КВАНТОВЫХ ГАЗАХ

Е.П.Башкин

Показано, что в адсорбированном квазидвумерном H↑ возможно распространение слабозатухающих спиновых волн. Вычислены спектр колебаний и спиновая корреляционная функция. Обсуждаются аналогичные эффекты в растворе ^{3}He↑ – ^{4}He и в системе электронов, локализованных над поверхностью жидкого гелия.

Три года назад в [1] была теоретически предсказана и обоснована возможность распространения слабозатухающих спиновых волн в газообразных H↑ и ^{3}He↑. В 1982 г. Луильер и Лале [2] построили макроскопические уравнения спиновой динамики поляризованного квантового газа, откуда также следует существование спиновых осцилляций. С помощью ЯМР-экспериментов Ли, Фрид и др. [3] первыми наблюдали коллективные спиновые моды в H↑, и одновременно парижская группа [4] экспериментально открыла ядерные спиновые волны в ^{3}He↑. На основании квазичастичного подхода Леви и Рукенштейн [5] дали количественную интерпретацию экспериментальных данных [3]. Подробная теория квантовых коллективных явлений в максвелловских спин-поляризованных газах предложена в [6]. Вывод и решение уравнений движения намагниченности для некоторых других объектов (бинарные газы, полумагнитные полупроводники и т.д.) и общая феноменологическая формулировка спиновой динамики содержится соответственно в [7] и [8].

Еще одним интересным объектом для поисков квантовых коллективных эффектов является квазидвумерный H↑, возникающий при адсорбции атомов на поверхности, покрытой гелием. На эту возможность автору указал И.П.Крылов. Действительно, как показали Каган и др. [9], адсорбированный H↑ не конденсируется даже при $T \to 0$, что обеспечивает существование области температур, в которой больцмановский газ начинает проявлять существенно квантовые свойства, т.е. когда $l \gg \Lambda \gg r_0$, где l – среднее расстояние между частицами, $\Lambda = \hbar/(mT)^{1/2}$ – тепловая дебройлевская длина волны, r_0 – радиус взаимодействия порядка атомных размеров, m – масса частицы. Мы рассмотрим еще более низкие температуры

$$\epsilon_d^{(2)} \lesssim T \ll \hbar^2/md^2 \ll \hbar^2/mr_0^2, \quad d \equiv \hbar/(2m\epsilon_0)^{1/2}, \quad d \gg r_0, \tag{1}$$

где $\epsilon_d^{(2)} \sim \hbar^2 N_s / m$ – температура вырождения в двумерном случае, N_s – поверхностная плотность частиц, d – характерный масштаб локализации адсорбированного атома в направлении, перпендикулярном поверхности (по оси z), ϵ_0 – энергия адсорбции. Для движения по оси z все атомы находятся в основном состоянии, так что мы имеем дело с типичной квазидвумерной ситуацией.

Кинетическое уравнение, описывающее изменение недиагональных компочент поляризованной матрицы плотности n_s, т.е. динамику поперечной намагниченности, имеет вид [6,7]

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m}\nabla n_s + \frac{i}{\hbar}[\epsilon_s, n_s] = \mathrm{St}\, n_s ; \quad \epsilon_s = \frac{p^2}{2m} - \gamma \mathbf{S}\mathbf{H} + \frac{\delta E_{int}}{\delta \boldsymbol{n}_s}, \tag{2}$$

где $\mathbf{S}$ – оператор спина частицы, $\mathbf{H}$ – внешнее магнитное поле, γ – гиромагнитное отношение, E_{int} – вклад взаимодействия в полную энергию газа. Так как $r_0 \ll d \ll \Lambda$, то для вычисления E_{int} и ϵ_s можно воспользоваться методом перенормировки Ферми: проделать все вычисления с помощью некоторого псевдопотенциала $\widetilde{U}$, допускающего применение теории возмущений, а окончательный результат выразить через истинную длину s-рассеяния a, связанную с $\widetilde{U}$ формулой Борна. Вычисляя диагональный матричный элемент $\widetilde{U}$ с помощью волновых функций, соответствующих свободному движению атомов вдоль поверхности и локализованному состоянию по оси z, при $r_0 / \Lambda \ll 1$ получаем

$$\langle 0 | \widetilde{U} | 0 \rangle = 4\pi a \hbar^2 / mL , \qquad L^{-1} = \int_0^\infty |\psi_0(z)|^4 dz \sim d^{-1} , \tag{3}$$

где $\psi_0(z)$ – волновая функция адсорбированной частицы. Мы будем рассматривать ядерные спиновые волны в $\mathrm{H}\uparrow$, обусловленные наличием разности заселенностей состояний $|a\rangle =$ $= |\uparrow\Updownarrow\rangle - \eta |\downarrow\Uparrow\rangle$ и $|b\rangle = |\uparrow\Uparrow\rangle$, где $\uparrow$ и $\Uparrow$ обозначают проекции электронного и протонного спинов, $\eta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ – малый параметр сверхтонкого взаимодействия. В главном приближении, пренебрегая η, можно считать, что атомы водорода статистически ведут себя как бозоны, обладающие протонным спином 1/2. Вычисляя с помощью (3) энергию E_{int}, из (2) получаем

$$\epsilon_s = A - \mathbf{S}[\gamma \mathbf{H} + (8\pi a \hbar^2 / mL)\mathrm{Sp}_s \sum_p (\mathbf{S} n_s)] , \qquad a = 0{,}72\ \text{Å}, \tag{4}$$

где A – не зависящая от спина часть ϵ_s. Для интеграла столкновений ограничимся газокинетическими оценками в τ-приближении, которые с учетом перенормировки (3) в квазидвумерном случае имеют вид

$$\mathrm{St}\, n_s = -\delta n_s / \tau_2 , \qquad \tau_2^{-1} \sim (\hbar N_s / m)(a/L)^2 . \tag{5}$$

Матрицу плотности n_s представим в виде линейной комбинации спиновых матриц

$$n_s = a + (n_a - n_b)\mathbf{S}\vec{\mathfrak{M}} + 2\mathbf{S}\vec{\lambda} , \qquad \vec{\lambda} \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t). \tag{6}$$

Здесь n_a и n_b – числа заполнения состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$, $\vec{\mathfrak{M}}$ – единичный вектор в направлении $\mathbf{H}$. Из (2), (4), (5) сразу следует условие малости столкновительного поглощения колебаний

$$1 \gtrsim |\alpha| \gg |a| / L , \qquad \alpha = (\sum_p n_a - \sum_p n_b) / N_s = (N_a - N_b)/(N_a + N_b). \tag{7}$$

Подставляя (4) и (6) в (2), аналогично [1,6,7] находим спектр слабозатухающих спиновых волн при $kv_T \ll |\Omega_{int}^{(2)}|$, которые представляют собой слабонеоднородную прецессию макроскопической намагниченности М вокруг направления $\vec{\mathfrak{M}}$

$$\omega = \omega' + i\,\omega'' = \frac{\gamma H}{\hbar} + \frac{(kv_T)^2}{\Omega_{int}^{(2)}}\left[\frac{E_a - E_b}{N_s T \alpha} - \frac{i}{\Omega_{int}^{(2)}\tau_2}\right],$$

$$\Omega_{int}^{(2)} = -\frac{4\pi a \hbar N_s \alpha}{m L}, \quad v_T^2 = \frac{T}{m}, \tag{8}$$

где $E_{a,b}$ – полная энергия каждой из компонент в приближении идеального газа

$$E_{a,b} = \int \frac{p^2}{2m} n_{a,b} \frac{d^2 p}{(2\pi\hbar)^2}. \tag{9}$$

При $T \gg \epsilon_d^{(2)}$ имеем $E_{a,b} = N_{a,b} T$ и (8) выглядит как соответствующее выражение в трехмерном случае [1,6] с перенормированным значением $\Omega_{int}^{(2)}$.

Форма линии поглощения энергии переменного магнитного поля в условиях ЯМР-эксперимента определяется мнимой частью обобщенной восприимчивости, которая имеет вид обычной лоренцевой кривой [6]

$$\operatorname{Im}\chi(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\gamma^2}{2\hbar} N_s |\alpha| \frac{\omega''}{(\omega - \omega')^2 + \omega''^2}, \tag{10}$$

откуда для максимальной интенсивности I и ширины линии поглощения $\Delta\omega$ получаем

$$\Delta\omega = \omega'' \sim k^2 T / \hbar N_s \alpha^2, \qquad I = \gamma^2 N_s |\alpha| / 2\hbar\omega'' \sim (\gamma N_s)^2 |\alpha|^3 / k^2 T. \tag{11}$$

Формулы (11) определяют зависимость параметров линий резонансного поглощения от N_s, T, α и номера линии k. Аналогично [6] из (10) находим корреляционную функцию $S_{ik}^{(2)}(r) = \langle \delta M_i(\mathbf{r}_1)\, \delta M_k(\mathbf{r}_2) \rangle$, где $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, $\delta\mathbf{M} \perp \vec{\mathfrak{M}}$ при $r \gg r_{int} \equiv v_T / |\Omega_{int}^{(2)}|$

$$S_{ik}^{(2)}(r) = \delta_{ik} (\gamma N_s \alpha)^2 \frac{|a|}{L} \begin{cases} K_0(r/r_{H2}) \approx (\pi r_{H2}/r)^{1/2} \exp(-r/r_{H2}), & a < 0, \\ (\pi/2)\, Y_0(r/r_{H_2}) \approx (\pi r_{H_2}/r)^{1/2} \sin[(r/r_{H_2}) - (\pi/4)], & a > 0 \end{cases} \tag{12}$$

где $r_{H_2}^2 = \hbar v_T^2 / \gamma H |\Omega_{int}^{(2)}|$. Если поверхность покрыта пленкой ^{3}He – ^{4}He, то $\epsilon_0 = 0{,}35$ К [10,11], $d = L \approx 8$ Å, а предельное значение $N_s \approx 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ [9]. Такие высокие значения N_s позволяют надеяться на экспериментальное обнаружение эффектов без создания слишком сильно разветвленной поверхности. Область волновых векторов $kv_T \ll |\Omega_{int}^{(2)}|$, в которой бесстолкновительное поглощение мало и возможно распространение слабозатухающих спиновых волн оказывается значительно больше, чем в трехмерном случае. Так, при $N_s = 8 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ затухание Ландау мало при длине спиновой волны $\lambda_s \gg 10^{-3}$ см, так что в резонаторе с характерным размером $R \sim 1$ см заведомо существует большое число стоячих спиновых волн (аналогичное условие в трехмерном случае требует высокой объемной плотности $N \sim 10^{18}$ см$^{-3}$). При $T < 0{,}35$ К условие малости столкновительного поглощения $|\alpha| \gg 9 \cdot 10^{-2}$ заведомо выполняется в экспериментах с газообразным H↑. Аналогичные выражения справедливы и для других квазидвумерных разреженных систем, таких, как примесные состояния на поверхности [12] и в условиях ограниченной геометрии в растворах ^{3}He – ^{4}He. В квазиодномерном газе примесных квазичастиц ^{3}He (капилляры, пористые материалы, локализованные состояния на вихревых нитях [13]) в случае цилиндрической геометрии для спектра спиновых волн имеем

$$\omega = \frac{\gamma H}{\hbar} + \frac{(kv_T)^2}{\Omega_{int}^{(1)}}\left[2\,\frac{E_+ - E_-}{N_L T \alpha} - i\,\frac{1}{\Omega_{int}^{(1)}\,\tau_1}\right], \quad \Omega_{int}^{(1)} = -\frac{32 a\,\hbar N_L\,\alpha}{md^2}B; \tag{13}$$

$$kv_T \ll |\Omega_{int}^{(1)}|,$$

где N_L – число частиц на единицу длины, $\tau_1^{-1} \sim N_L a^2\,\hbar^3/(md)^2 v_T$, а коэффициент B выражается через функции Бесселя $J_n(x)$

$$B = [J_1^4(\xi_1)\,\xi_1^2]^{-1}\int_0^{\xi_1} J_0^4(x)\,x\,dx, \quad J_0(\xi_1) = 0. \tag{14}$$

Условие малости затухания сводится к неравенству

$$1 \gtrsim \alpha \gg (\Lambda/d)\,(|a|/d), \qquad \alpha = \mathrm{th}\,(\gamma H/2T), \tag{15}$$

а закон убывания спиновых корреляций при $r \gg v_T/|\Omega_{int}^{(1)}|$ имеет вид

$$S_{ik}^{(1)}(r) = \delta_{ik}\hbar\left(\frac{2\gamma N_L\,\alpha}{d}\right)^2 |a|\,r_{H_1}\begin{cases}\exp(-r/r_{H_1}), & a<0\\ \sin(r/r_{H_1}), & a>0\end{cases}; \quad r_{H_1}^2 = \frac{\hbar v_T^2}{\gamma H|\Omega_{int}^{(1)}|}, \tag{16}$$

где d – диаметр капилляра или поры.

В газе электронов, локализованных над поверхностью жидкого гелия [14] также возможно распространение спиновых волн. Для электронов в магнитном поле в (2) должна быть учтена и сила Лоренца, которая, однако, для волн с $\mathbf{k} \parallel \vec{\mathfrak{M}}$ не оказывает никакого влияния на спектр колебаний. Закон дисперсии определяется тогда уравнениями (8) в работе [1] (с добавлением щели $\gamma H/\hbar$), где функция ζ_p вычисляется из кулоновского потенциала взаимодействия, усредненного по движению вдоль оси z. В реальной экспериментальной ситуации спиновые волны, по-видимому, довольно сильно затухают.

Литература

1. *Башкин Е.П.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **33**, 11.
2. *Lhuillier C., Laloë F.* J. de Phys., 1982, **43**, 197, 225, 833.
3. *Johnson B.R., Denker J.S., Bigelow N., Levy L.P., Freed J.H., Lee D.M.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 1508, **53**, 302.
4. *Nacher P.J., Tastevin G., Leduc M., Crampton S.B., Laloë F.* J. de Phys. Lett., 1984, **45**, L-441.
5. *Levy L.P., Ruckenstein A.E.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 1512; **53**, 302.
6. *Башкин Е.П.* ЖЭТФ, 1984, **87**, вып. 12 (в печати).
7. *Башкин Е.П.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **34**, 86; ЖЭТФ, 1982, **82**, 254, 1868; 1984, **86**, 937.
8. *Meyerovich A.E.* J. Low Temp. Phys., 1983, **53**, 487.
9. *Каган Ю., Шляпников Г.В., Вартаньянц И.А., Глухов Н.А.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 386.
10. *Van Yperen G.H., Matthey A.P., Walraven J.T.M., Silvera I.F.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 800.
11. *Jochemsen R., Morrow M., Berlinsky A.J., Hardy W.N.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 852.
12. *Андреев А.Ф.* ЖЭТФ, 1966, **50**, 1415.
13. *Реут Л.С., Фишер Н.З.* ЖЭТФ, 1968, **55**, 722.
14. *Эдельман В.С.* УФН, 1980, **130**, 675.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 сентября 1984 г.