Письма в ЖЭТФ, том 35, вып.6, стр. 241 – 243 *20 марта 1982 г.*

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ НА СИГНАЛ ЯМР В А-ФАЗЕ ГЕЛИЯ-3

И.А.Фомин, В.Г.Каменский

Найдено уширение линии ЯМР в *А*-фазе гелия-3, вызванное возбуждением спиновых волн на вихрях, образующихся при вращении сосуда, для случайного расположения вихрей. Обсуждается возможность наблюдения изменений в спектре ЯМР, связанных с упорядочением системы вихрей.

Вращение сосуда со сверхтекучим гелием-3 должно, как и в случае гелия-4, приводить к образованию системы вихрей, имитирующей в среднем твердотельное вращение гелия[1]. В недавно поставленном эксперименте[2] изменение состояния *А*-фазы гелия-3 под действием вращения регистрировалось с помощью метода непрерывного ЯМР. В частности, было обнаружено изменение величины поглощения в максимуме линии и исследована зависимость этого изменения от температуры и скорости вращения сосуда. Для однозначной интерпретации полученных результатов требуется теоретический анализ изменений в спектре ЯМР, обусловленных присутствием вихрей. Воловик и Хаконен[3] показали, что наличие вихрей должно приводить к возникновению сателлита с низкочастотной стороны основной линии. Этим, однако, не исчерпываются возможные изменения в спектре ЯМР. В присутствии вихрей жидкость делается пространственно неоднородной. Из-за этого пространственно однородное высокочастотное поле может возбуждать спиновые волны, что проявляется в уширении линии ЯМР и понижении ее максимума. В настоящей работе теоретически рассмотрено это уширение.

В условиях непрерывного ЯМР движение намагниченности в сверхтекучем гелии-3 описывается линеаризованными уравнениями Леггетта [4] с вынуждающей силой в правой части. Измеряемое на эксперименте поглощение энергии определяется мнимой частью гриновской функции этой системы уравнений. В дальнейшем всюду речь будет идти о поперечном резонансе. После перехода к нормальным координатам гриновская функция для поперечного движения намагниченности в отсутствие вихрей имеет обычный вид:

$$G^{(0)}(\omega, k) = [\,\omega - \omega_{\perp}(k) + i\,\Gamma_{\perp} + iDk^2\,]^{-1}.$$

Для сильных магнитных полей, таких что ларморовская частота ω_{Λ} велика по сравнению с частотой продольных колебаний Ω, $\omega_{\perp}(k) = \omega_{\Lambda} + (\Omega^2 + c^2k^2)/2\,\omega_{\Lambda}$. Для простоты мы здесь не учитываем тензорный характер скорости спиновых волн c и коэффициента спиновой диффузии D. $\Gamma_{\perp}$ – ширина линии поперечного резонанса при $k = 0$. Каждый вихрь является для движущейся намагниченности зависящим от координат потенциалом $w(\mathbf{r})$ [3], его характерная величина $\sim \Omega^2/\omega_{\Lambda}$, а радиус действия $\sim l_{\Omega} \sim c/\Omega \sim 10^{-3}$ см. При достигнутых в настоящее время скоростях вращения ~ 1 рад/сек среднее расстояние между вихрями по крайней мере на порядок превышает l_{Ω}. Равновесная конфигурация системы вихрей должна быть правильной решеткой, однако достижение равновесия может требовать большого времени и следует считать, что в условиях эксперимента[2] расположение вихрей близко к случайному. Если считать его полностью случайным, то изменение гриновской функции из-за влияния вихрей можно найти с помощью известной техники усреднения по примесям[5]. Главные члены ряда теории возмущений изображаются диаграммами, представленными на рисунке. Гриновская функция, полученная суммированием указанной последовательности имеет вид:

$$G(\omega, k) = [\,\omega - \omega_{\perp}(k) + i\,\Gamma_{\perp} + iDk^2 + \Sigma(\omega, \mathbf{k})\,]^{-1} \qquad (1)$$

с собственно энергетической частью в борновском приближении

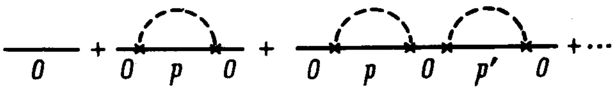
$$\Sigma(\omega, \mathbf{k}) = \Sigma_1 + i\,\Sigma_2 = \frac{n}{(2\pi)^2}\int |w(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2\, G(\omega, \mathbf{k}')\, d^2k'. \qquad (2)$$

Здесь n – число вихрей на 1 см^2, а $w(\mathbf{k})$ – фурье-образ потенциала $w(\mathbf{r})$. В задаче существенны длины волн порядка расстояния между вихрями, то есть много большие, чем радиус действия потенциала, поэтому можно положить $w(\mathbf{k} - \mathbf{k}') = w_0 = \mathrm{const} \sim \Omega^2 l_{\Omega}^2/\omega_{\Lambda}$. Интеграл в правой части уравнения (2) при этом логарифмически расходится и его следует обрезать на длинах волн $\sim l_{\Omega}$. Под логарифмом будет стоять большая величина $1/nl_{\Omega}^2$. Изображенная на рисунке последовательность диаграмм является главной в логарифмическом приближении по указанному параметру. Поскольку движение намагниченности возбуждается однородным полем с частотой ω, то поглощаемая мощность $I \sim \mathrm{Im}\, G(\omega, k = 0)$, а поглощение в максимуме линии $I_{max} \sim [\,\Gamma + \Sigma_2(\omega, 0)\,]^{-1}$, Γ здесь обозначает полную ширину линии в отсутствие вихрей, складывающуюся из $\Gamma_{\perp}$ и $\Gamma_{н}$ ширины, обусловленленной неоднородностью магнитного поля в исследуемом объеме. Для дополнительной ширины Σ_2, обусловленной вихрями из (1) и (2) имеем:

$$\Sigma_2 = -\frac{n\,|w_0|^2}{4\pi[\,D^2 + (c^2/2\,\omega_{\Lambda})^2\,]}\left[D\mathcal{L} + \frac{c^2}{2\,\omega_{\Lambda}}\,\varphi\right], \qquad (3)$$

где $\mathcal{L}$ и φ соответственно вещественная и мнимая части $\ln\left[\dfrac{(c^2/2\,\omega_{\Lambda} - iD)\,k^2_{max}}{(\omega - \Sigma_1) + i(\Gamma_{\perp} - \Sigma_2)}\right]$,

$\mathcal{L}$ можно считать равным $4 - 5$ во всей области изменения параметров. Выражение для Σ_1 нам здесь не понадобится. Для перехода от борновского приближения к общему случаю следует заменить в формуле (3) w_0 на полную амплитуду рассеяния. Она не известна, поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться оценкой для борновской амплитуды.



Таким образом, Σ_2 пропорциональна числу вихрей, то есть угловой скорости вращения. Для выяснения температурной зависимости Σ_2 заметим, что $c^2 \sim \tau$, где $\tau = 1 - T/T_c$, $|w_0|^2 \sim \tau^2$. Значение D при $T = T_c$ по данным о нормальной фазе[6] есть 0,02 см^2/сек. В сверхтекучей фазе вблизи T_c следует считать, что $D = D(T_c) - D_1\sqrt{\tau}$, причем коэффициент при $\sqrt{\tau}$ не мал и D может измениться в несколько раз в узкой области $\tau \sim 10^{-2}$. Если считать, что вблизи перехода в B-фазу $c \approx 5$ м/сек[7], то при $\tau \lesssim 0{,}04$ поглощение определяется диффузией. В этой области зависимость Σ_2 от температуры должна иметь вид: $\tau^2 / [D(T_c) - D_1\sqrt{\tau}]$. При $\tau \approx 0{,}04$ $c^2/2D\omega_\Lambda \approx 1$, но все еще $2\mathcal{L} D\omega_\Lambda >> c^2$ и в области $2\mathcal{L} D\omega_\Lambda >> c^2 >> 2D\omega_\Lambda$ Σ_2 практически не зависит от температуры. При еще больших удалениях от T_c $(\tau \gtrsim 0{,}15)$ $c^2 \gtrsim 2\mathcal{L} D\omega_\Lambda$ диффузия становится несущественной и $\Sigma_2 \sim \tau$. Наблюдаемая температурная зависимость Σ_2 обнаруживает перечисленные характерные области[2]. Оценка величины Σ_2 также дает близкие к измеренным значения, что позволяет говорить о качественном согласии предлагаемой теории с экспериментом. Из-за отсутствия более точных данных о величине и температурной зависимости D и c^2, а также w_0 количественное сравнение произвести в настоящее время не удается. Более тщательное экспериментальное исследование температурной зависимости Σ_2 позволило бы уточнить сделанные оценки, а также сделать более доказательным утверждение о том, что наблюдаемое уширение линии ЯМР вызвано вихрями.

Представляется важным также то обстоятельство, что существует область, в которой $c^2 >> 2D\omega_\Lambda$. В этой области в принципе возможно наблюдать упорядоченную вихревую решетку. Спектр ЯМР должен в этом случае представлять собой набор линий с расстоянием $\Delta\omega \sim (\pi^2 c^2 n / 2\omega_\Lambda)$, соответствующих брэгговскому рассеянию спиновых волн на вихревой решетке. Для скоростей вращения ~ 1 рад/сек это соответствует расщеплению $\Delta\omega \sim 10^3$ 1/сек, что разрешимо при наилучшей из использованных в эксперименте[2] однородности магнитного поля. Исследование такого спектра позволило бы произвести структурный анализ вихревой решетки, а также измерить скорость спиновых волн в A-фазе гелия-3.

Мы благодарны П.Музикару за участие в работе в ее начале, Г.Е.Воловику, С. Исландеру и П.Хаконену за многочисленные полезные обсуждения, а также авторам работы[2] за сообщение результатов работы до ее опубликования.

Литература

1. *Воловик Г.Е., Копнин Н.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1977, **25**, 26.
2. *Hakonen P.J., Ikkala O.T., Islander S.T., Lounasmaa O.V. et al.* Phys. Rev. Lett., (в печати).
3. *Volovik G.E., Hakonen P.J.* J. of Low Temp. Phys., 1981, **42**, 503,
4. *Leggett A.J.* Ann. Phys., 1974, **85**, 11,
5. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1958, **35**, 1558.
6. *Corruccini L.P., Osheroff D.D., Lee D.M., Richardson R.C.* J. of Low Temp. Phys., 1972, **8**, 229.
7. *Osheroff D.D.* Physica, 1977, **90B**, 20.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 февраля 1982 г.