

ОРБИТАЛЬНЫЙ МОМЕНТ В В-ФАЗЕ ^3He И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ТЕКСТУРУ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СОСУДЕ

Г.Е.Воловик, В.П.Минеев

B -фаза ^3He в магнитном поле H , помимо спинового момента импульса $S \sim H$, обладает орбитальным моментом $L_i \sim R_{ik} S_k$, где R_{ik} – матрица поворотов, входящая в параметр порядка $^3\text{He-B}$ $\Delta(T)R_{ik} e^{i\phi}$. Изменение энергии жидкости – $\vec{\Omega}L \sim \Omega_i R_{ik} H_k$, возникающее при вращении сосуда с угловой скоростью $\vec{\Omega}$, оказывает ориентирующее воздействие на параметр порядка, сравнимое по величине с ориентирующим влиянием вихрей. Предлагается измерять величину L по сдвигу частоты ЯМР во вращающемся $^3\text{He-B}$.

Орбитальный момент в сверхтекучем ^3He всегда считался атрибутом анизотропной фазы A , в которой все куперовские пары обладают одинаковым моментом импульса, направленным по оси анизотропии (см., например, ¹). Однако, эксперимента, в котором измерялся бы орбитальный момент $^3\text{He-A}$, пока еще нет. Мы покажем, что изотропная фаза B , в присутствии магнитного поля, также обладает орбитальным моментом импульса, причем обнаружить его экспериментально существенно легче, чем в A -фазе.

В B -фазе имеет место своеобразное нарушение симметрии по отношению к вращениям в спиновом и координатном пространствах. А именно, состояние системы, характеризуемое параметром порядка $\Delta(T)R_{ik} e^{i\phi}$, меняется при вращении как спинового, так и координатного пространств, но не меняется при одновременном согласованном вращении обоих пространств. Генератор преобразований, не меняющих параметр порядка, имеет вид

$$\hat{J}_i = \hat{L}_i + R_{in} \hat{S}_n \quad (1)$$

где \hat{L} и \hat{S} – генераторы поворотов соответственно в орбитальном и спиновом пространствах. В самом деле, действие оператора \hat{J} на R_{ik} дает

$$\hat{J}_i R_{kl} = \hat{L}_i R_{kl} + R_{in} \hat{S}_n R_{kl} = i(e_{ikm} R_{ml} + R_{in} e_{nlm} R_{km}) = 0. \quad (2)$$

Оператор \hat{J} имеет смысл оператора полного момента импульса куперовской пары. Действительно, если выбрать системы координат в спиновом и координатном пространствах, повернутые друг относительно друга с помощью матрицы R_{ik} , то в этом случае $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$. Равенство (2) означает, что куперовские пары в B -фазе находятся в квантовом состоянии с $J = 0$, в результате чего жидкость является изотропной.

В силу жесткости квантового состояния куперовских пар следует ожидать, что если в B -фазе появляется плотность спина пар S^P , например, во внешнем магнитном поле, то одновременно возникает плотность орбитального момента импульса

$$L_i = - R_{ik} S_k^P, \quad (3)$$

так что суммарный момент импульса J сохраняется равным нулю и жидкость остается изотропной (см. также ^{2,3}).

Соотношение (3) можно проверить путем вычисления плотности сверхтекучего тока в B -фазе. Рассмотрим сначала $T=0$. В этом случае плотность тока j должна, помимо градиентного члена $\rho v_s = \hbar \rho \vec{\nabla} \phi / 2m$, содержать также член, связанный с моментом L :

$$j = \rho v_s + \frac{1}{2} \text{rot } L. \quad (4)$$

Воспользовавшись градиентным разложением уравнений Горькова (см. ⁴), найдем ток в B -фазе в неоднородном магнитном поле при условии $R_{ik} = \text{const}$. При этом мы действительно получим (4) с

$$L_i = - \frac{\chi_B(T=0)}{\gamma} R_{ik} H_k, \quad (5)$$

где $\chi_B(T=0)$ — восприимчивость B -фазы при $T=0$, γ — гиромангнитное отношение. Легко видеть, что выражения (5) и (3) эквивалентны, поскольку при $T=0$ возбуджений нет и спин жидкости $S = \frac{\chi_B}{\gamma} H$ совпадает со спином пар S^P .

Перейдем теперь к $T \neq 0$. Здесь результат зависит от того, какой момент L — динамический или статический нас интересует. Если динамический, то при вычислении тока не нужно учитывать реакцию возбуджений на градиент поля, поскольку возбуджения не успевают отрелаксировать к новому равновесному распределению. В этом случае мы получаем для L следующее выражение:

$$L_i = - \frac{2}{3} \frac{\chi_n}{\gamma} (1 - f(T)) R_{ik} H_k, \quad (6)$$

$$f(T) = \int_0^{\infty} d\epsilon \frac{\epsilon^2}{E^2} \frac{1}{2T} \text{ch}^{-2} \frac{E}{2T}$$

($E = \sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}$ — спектр возбуджений, χ_n — восприимчивость нормальной Ферми-жидкости), которое совпадает с (3), если в него подставить выражение для S^P , найденное Легетом и Такаги ⁵. В статическом случае, который нас интересует, нужно учесть вклад возбуджений в момент L . Тогда L дается выражением (6), в котором $f(T)$ надо заменить на функцию Иосиды $\hat{Y}(T) = \int_0^{\infty} d\epsilon \frac{1}{2T} \text{ch}^{-2} \frac{E}{2T}$. Учет ферми-жидкостных эффектов также изменяет коэффициент при $R_{ik} H_k$ в (6).

Момент L можно обнаружить по его влиянию на ориентацию параметра порядка во вращающемся сосуде, где благодаря L , возникает дополнительный член в энергии

$$F_L = - \vec{\Omega} L \sim \frac{\chi^P}{\gamma} \Omega_i R_{ik} H_k. \quad (7)$$

Здесь $\vec{\Omega}$ — угловая скорость вращения сосуда. Этот член описывает ориентирующее воздействие $\vec{\Omega}$ и H на параметр порядка — матрицу

$$R_{ik}(n, \theta_0) = \frac{1}{4} (-\delta_{ik} + 5n_i n_k + \sqrt{15} e_{ikl} n_l) \quad (8)$$

определяемую осью поворота n и углом поворота $\theta_0 = \arccos(-1/4)$, жестко заданному, благодаря спин-орбитальному взаимодействию.

Хотя при достижимых угловых скоростях $\Omega \sim 1$ рад/с энергия (7) мала, однако, она конкурирует с другими ориентирующими воздействиями: энергией магнитной анизотропии в $^3\text{He-B}$ $F_M = -a(n, H)^2$, возникающей из-за малого спин-орбитального взаимодействия, так что $a \sim 10^{-6}\chi$ (см., например, ⁶), и энергией взаимодействия с вихрями $F_v = \frac{2}{5}a\lambda \cdot (\frac{\Omega_i}{\Omega} R_{ik} H_k)^2$, обязанной происхождением нарушению изотропности внутри кора вихрей ⁷ ($\lambda \lesssim 1$ при $\Omega \sim 1$ рад/с). Видно, что при характерных полях $H \sim 300$ Гс, используемых на эксперименте ⁸ ($\gamma H \sim 1$ мГц), ориентационная энергия (7) сравнима с F_M и F_v . Энергия F_L становится доминирующей в малых полях. Однако, и при больших полях наличие L можно обнаружить по изменению спектра ЯМР при изменении направления вращения или поля на противоположное, поскольку в отсутствие L спектр при этом не меняется.

Величину L можно найти, измеряя сдвиг частоты ЯМР во вращающемся $^3\text{He-B}$ ⁸, пропорциональный $\sin^2\beta$, где β — угол между H и n . Следуя работе ⁹, где рассмотрен случай магнитных полей, направленных под углом к оси вращения, найдем равновесный угол β путем минимизации ориентационной энергии $F_L + F_M + F_v$, что удобно проделать, записав F_L из (7) через параметр λ :

$$F_L = \frac{4}{5}a\tilde{\lambda}\frac{\Omega_i}{\Omega}R_{ik}H_k. \quad (9)$$

Имеем:

$$\lambda(u \cos 2\mu \pm \frac{u^2 - 1/2}{\sqrt{1-u^2}} \sin 2\mu) + \frac{\tilde{\lambda}}{H}(\cos \mu \pm u \frac{\sin \mu}{\sqrt{1-u^2}}) = 1, \quad u = 1 - \frac{5}{4} \sin^2 \beta, \quad (10)$$

переходящую в формулу (2) работы ⁹ при $\tilde{\lambda} = 0$. Здесь μ угол между H и $\vec{\Omega}$. Из двух решений (10), соответствующих различным знакам \pm , необходимо выбрать решение, обеспечивающее минимум энергии. Измеряя $\sin^2\beta$ по сдвигу частоты ЯМР при разных μ , можно найти одновременно λ и $\tilde{\lambda}$, т.е. определить как влияние вихрей на ориентацию параметра порядка, так и величину орбитального момента импульса L . Особенно важно измерение смещения частоты поглощения ЯМР в поперечном поле ($\mu = \pi/2$), где оно имеет место только благодаря орбитальному моменту. В этом случае при не слишком больших $\tilde{\lambda}/H$ уравнение (10) дает

$$\sin^2\beta \approx \frac{4}{5} \frac{\tilde{\lambda}^2}{H^2(1+\lambda)^2}. \quad (11)$$

В заключение нам хотелось бы выразить признательность И.Е.Дзялошинскому, чье замечание об орбитальных степенях свободы $^3\text{He-B}$, вызвало спор между авторами, разрешенный в этой работе. Мы благодарны также И.А.Фомину и М.М.Саломеа за полезные обсуждения.

Литература

1. Mermin N.D., Ho T.-L. Phys. Rev. Lett., 1977, 36, 594.
2. Leggett A.J. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 587.
3. Leggett A.J., Takagi S. Annals of Phys., 1978, 110, 353.
4. Muzikar P. Phys. Rev., 1980, B22, 3200.
5. Leggett A.J., Takagi S. Ann. of Phys., 1977, 106, 79.
6. Osheroff D.D. Physica, 1977, 90B, 20.

1. *Наконен Р.Ю., Волоник Г.Е.* Journ. of Phys. C, 1982, (в печати).
8. *Иккала О.Т., Волоник Г.Е., Наконен П.Ю., Буньков Ю.М., Исландер С.Т., Харадзе Г.А.* Письма ЖЭТФ, 1982, 35, 338.
9. *Волоник Г.Е., Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Саломаа М.М., Харадзе Г.А.* Письма в ЖЭТФ, 36, 404.

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

Поступила в редакцию
13 декабря 1982 г.
