

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХИМПУЛЬСНОГО ЯМР В СВЕРХТЕКУЧЕМ $^3\text{He}-B$

В.Л.Голо

*МГУ им. М.В.Ломоносова механико-математический факультет
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 августа 1994 г.

В рамках двухжидкостной модели Леггетта–Такаги проводится численное моделирование двухимпульсного ЯМР в пространственно однородном приближении. Рассматривается конфигурация, при которой первый РЧ импульс на ларморовской частоте Ω_L переводит систему в режим долгоживущей моды Бринкмана–Смита, последующий РЧ импульс на комбинационной частоте $\Omega_L \pm \Omega_{Ld}$ порождает неравновесное состояние, которое, при наличии механизма аналогичного механизму катастрофической релаксации, может привести к разрушению когерентного сигнала индукции.

Согласно общепринятой сейчас теории жидкий ^3He при температуре ниже 100 мк является ферми-жидкостью [1], физика которой характеризуется молекулярными полями или параметрами Ландау. Последние могут быть найдены из данных по теплоемкости, сжимаемости, спиновой диффузии и спиновой восприимчивости. Наличие сверхтекучего перехода на p -спаривании создает новые возможности для исследования ферми-структурь ^3He благодаря богатым магнитным свойствам: в рамках модели Леггетта–Такаги помимо полного спина S у сверхтекучей жидкости различаются также спин нормальной и сверхтекучей компонент

$$\mathbf{S}_p, \quad \mathbf{S}_q, \quad \mathbf{S} = \mathbf{S}_p + \mathbf{S}_q.$$

Используя свойства двухжидкостной спиновой динамики в работе [2] было проведено непосредственное измерение поля Ландау, соответствующего параметру Z_0 , при температуре вблизи $0,4 T_c$ (то есть значительно ниже сверхтекучего перехода), при которой поле Ландау по величине становится приблизительно равным внешнему полю [3], и имеет место резонанс в движении нормального и сверхтекучего спина. Можно представить себе, что спиновая динамика в эксперименте работы [2] как бы соответствует двум импульсам: обычному РЧ импульсу и второму РЧ импульсу, возникающему из-за пересечения значений внешнего поля и поля Ландау. Интересно изучить ситуацию, в которой второй импульс создается непосредственно.

При исследовании динамики спина в двухжидкостной модели Леггетта–Такаги определяющую роль играет величина $\vec{\eta} = \mathbf{S}_p - \lambda \mathbf{S}$, где $\lambda = \chi_{p0} \cdot \chi_0^{-1}$ – отношение сверхтекучей и полной восприимчивостей без учета фермижидкостных поправок. В состояния равновесия, а также в режиме долгоживущей моды Бринкмана–Смита импульсного ЯМР с углом отклонения полного спина менее 104° , и в отсутствие внутреннего резонанса прецессии нормального и сверхтекучего спина, $\vec{\eta}$ – мала [3]. Идея эксперимента работы [3] состоит в том, что в рамках двухжидкостной спиновой динамики возможно различить движение нормального, сверхтекучего и полного спина. А именно, полный спин вращается вокруг внешнего поля на ларморовской частоте $\Omega_L = \gamma H$, в

то время как сверхтекущий и нормальный спин вращаются вокруг поля Ландау H_{Ld} на частоте $\Omega_{Ld} = \gamma H_{Ld}$. Поле Ландау H_{Ld} само вращается вокруг внешнего поля на ларморовской частоте Ω_L , вместе с полным спином. При температурах, когда внешнее поле и поле Ландау совпадают по величине, имеет место резонанс $\Omega_L = \Omega_{Ld}$, который должен приводить к сильному росту $\vec{\eta}$, увеличению скорости релаксации и коллапсу сигнала свободной индукции, регистрируемому в эксперименте. В численном моделировании, проведенном в работе [5] в пространственно однородном приближении эта картина была подтверждена, однако, согласно данным [5], внутренний резонанс и рост $\vec{\eta}$ не приводят сами по себе к драматическому росту скорости релаксации. По-видимому, модель Леггетта – Такаги должна учесть какой-то дополнительный фактор, влияющий на релаксацию при наличии режима внутреннего резонанса. В данной статье мы предполагаем в соответствии с результатами работы [2], что наличие резонанса между нормальным и сверхтекущим спином, выражающееся в росте $\vec{\eta}$ приводит к резкому росту релаксации, исчезновению сигнала свободной индукции и, таким образом, может быть экспериментально обнаружено.

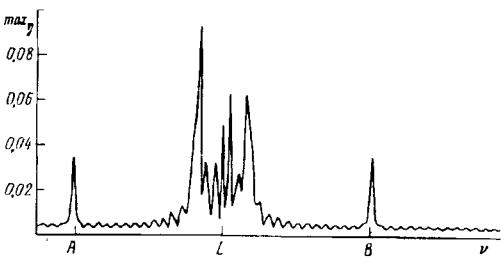


Рис.1

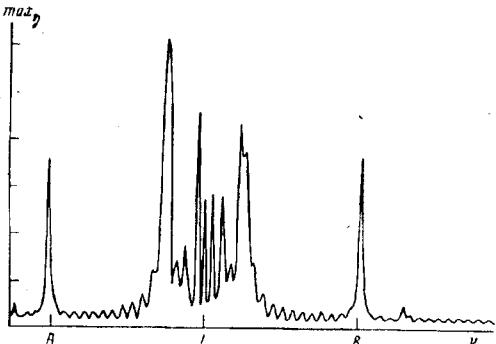


Рис.2

Рис.1. $\Omega_{Leg}/\Omega_L = 0,2$, $\chi/\chi_0 = 1,8$, $\lambda = 0,99951$, $\Omega_L \cdot \tau = 7000$. Эти данные соответствуют [5], областям температур и давлений вблизи $T/T_c = 0,2, 11$ бар, соответственно. Внешнее поле характеризуется $\Omega_L = 1$ МГц. Амплитуды обоих РЧ импульса составляют 2 % от внешнего поля. Использованы обозначения $A = |\Omega_L - \Omega_{Ld}|$, $L = \Omega_L$, $B = \Omega_L + \Omega_{Ld}$. По оси 0_x отложены частоты ν второго РЧ импульса, от 0 до 2,5 рад./с.

Рис.2. Те же обозначения, что и на рис.1. $\Omega_{Leg}/\Omega_L = 0,3$, $\chi/\chi_0 = 1,8$, $\lambda = 0,99951$, $\Omega_L \cdot \tau = 4700$. Те же значения, что и на предыдущем рисунке для определяющих размерных величин, но внешнее поле в полтора раза меньше

Для численного моделирования уравнений спиновой динамики Леггетта – Такаги [4], удобно (используя полную восприимчивость χ и гиромагнитное отношение γ) ввести безразмерные переменные

$$S_R = \gamma^2 \chi^{-1} \Omega_L^{-1} S \quad , \quad \vec{\eta}_R = (1 - \lambda)^{-1} \vec{\eta} \quad , \quad t_R = \Omega_L t, \quad (1)$$

индекс R в дальнейшем опускается. Уравнения движения для полного спина S , вектора $\vec{\eta}$ и параметра порядка, являющегося в общем случае комплексной матрицей 3×3 , и который мы будем представлять как три вектора столбца,

имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \mathbf{S} &= \mathbf{S} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D, \\ \frac{d}{dt} \vec{\eta} &= \vec{\eta} \times \left[\mathbf{H} + \left(\frac{\hat{\chi}}{\hat{\chi}_0} - 1 \right) \mathbf{S} \right] + \mathbf{R}_D - \frac{1}{\Omega_L \cdot \tau} \vec{\eta} \\ \frac{d}{dt} \mathbf{A}_j &= \mathbf{A}_j \times \left[\mathbf{H} - \left(\mathbf{S} + \frac{1-\lambda}{\lambda} \frac{\hat{\chi}}{\hat{\chi}_0} \vec{\eta} \right) \right], \quad j = 1, 2, 3.\end{aligned}$$

Здесь \mathbf{R}_D – дипольный момент, [4],

$$\mathbf{R}_D = \frac{16}{15} \left(\frac{\Omega_{Leg}}{\Omega_L} \right)^2 \sin \theta (\cos \theta + 1/4) \mathbf{n},$$

где Ω_{Leg} – леггеттовская частота продольного ЯМР, θ , \mathbf{n} – угол и ось параметра порядка для B -фазы ^3He , и $(\mathbf{A}_j)_i = A_{ij}$. Диссипативным параметром является $\Omega_L \cdot \tau$, где τ – время релаксации квазичастиц на поверхности Ферми. Приведенные выше уравнения описывают спиновую динамику в пространственно однородном приближении, то есть без учета спиновых токов. В безразмерных переменных (1) лармировская частота равна 1, а частота Ландау $\Omega_{Ld} = \chi \cdot \chi_0^{-1} - 1$, где χ_0 – восприимчивость без учета фермижидкостных поправок. Численное исследование указанных уравнений производилось в данной работе с помощью алгоритма Адамса–Бошофта, контрольные вычисления использовали неявные алгоритмы: Адамса–Меллера и "дифференцирования назад". Все алгоритмы были четвертого порядка точности.

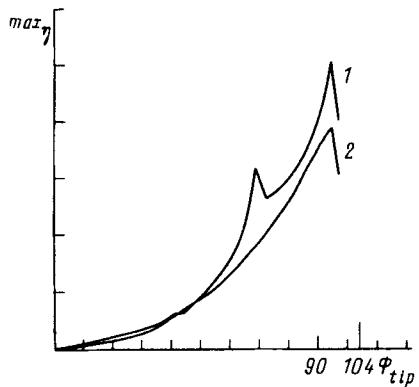


Рис.3. $\Omega_{Leg}/\Omega_L = 0,325$, $\chi/\chi_0 = 2,3$, $\lambda = 0,9909303$; $I - \Omega_L \cdot \tau = 200$, 2 – $I - \Omega_L \cdot \tau = 120,9783$. ϕ_{tip} изменяется за счет увеличения амплитуды первого РЧ импульса от 0 до 3% внешнего поля

Рассматривалась стандартная конфигурация импульсного ЯМР: постоянное внешнее поле \mathbf{H} приложено вдоль оси $0z$, РЧ импульсы прикладывались в перпендикулярной плоскости. Первый импульс выводил систему в состояние прецессии в режиме долгоживущей моды Бринкмана–Смита, что соответствующей в эксперименте режиму HPD , применявшемуся в работе [2]. По прошествии времени задержки, длительностью в один лармировский период, включался второй РЧ импульс и система эволюционировала под его влиянием в пределах 100 лармировских периодов. Максимальное значение \max_{η} вектора $\vec{\eta}$ в течение действия второго импульса фиксировалось. Таким образом, были получены кривые зависимости \max_{η} от частоты второго импульса, которые

показывают, что на комбинационных частотах

$$\Omega_{Ld} + \Omega_L, \quad \Omega_{Ld} - \Omega_L$$

имеет резонансный характер роста \max_η , (см. рис.1). Сравнение данных полученных для различных значений диссипативной константы $\Omega_L \cdot \tau$ показывает, что диссиляция Леггетта–Такаги может отрицательно сказаться на резонансном характере зависимости \max_η от частоты второго РЧ импульса, поэтому для исследования эффекта следует работать в области низких температур: $0,4 T_c$ и ниже. Величина постоянного внешнего поля существенно влияет на качество резонансной картины, как видно из сравнения рис.1 и 2. Это связано с тем, что при больших внешних полях скрадывается влияние дипольного торка, который является определяющим фактором в динамике $\vec{\eta}$, с другой стороны малые внешние поля приводят к очень сильным нелинейным эффектам, которые также могут исказить картину резонанса. Из проведенных вычислений следует, что оптимальным, по-видимому, является отношение $\Omega_{Leg}/\Omega_L \sim 0,2 \div 0,3$. Пороговых эффектов, связанных со значениями угла отклонения намагниченности ϕ_{tip} в результате применения первого РЧ импульса не наблюдалось (см. рис.3).

Таким образом, наблюдая за влиянием второго РЧ импульса на качество сигнала свободной индукции, по-видимому, можно получить комбинационные частоты, соответствующие молекулярному полю Ландау (параметру Z_0). Положительный результат такого эксперимента также был бы еще одним подкреплением гипотезы, высказанной в работах [2, 3], что внезапное увеличение скорости релаксации намагниченности вблизи $0,4 T_c$ связано с наличием внутреннего резонанса между сверхтекучим и нормальным спином.

Эта работа появилась в результате дискуссии с А.Я.Паршиным, которому я признателен за стимулирующие комментарии и критику. Я благодарю В.В.Дмитриева, И.А.Фомина и С.Р.Заказова за полезные дискуссии. Работа пользовалась финансовой поддержкой Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-04433).

-
1. E.M.Lifshitz and L.P.Pitaevskii, *Statistical Physics, Part II, Chapter I* (M.: Nauka) (1978)
 2. Yu.M.Bunkov, S.N.Fisher, A.M.Guénaud et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 600 (1992).
 3. Yu.M.Bunkov, V.V.Dmitriev, J.Nyeki et al., *Physica* **B165**, 675 (1990).
 4. A.J.Leggett and S. Takagi, *Ann. Phys.* **106**, 79 (1977).
 5. Yu.M.Bunkov and V.L.Golo, *J. Low Temp. Phys.* **90**, No. 3/4 (1993).