

Измерения леггеттовской частоты в ^3He -В в аэрогеле

В. В. Дмитриев¹⁾, В. В. Завьялов, Д. Е. Змеев, Н. Малдерс⁺²⁾

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

⁺Department of Physics and Astronomy, University of Delaware, 19716 Newark, Delaware USA

Поступила в редакцию 14 апреля 2004 г.

Разработан метод измерения леггеттовской частоты ^3He -В с помощью пространственно однородных колебаний однородно прецессирующего домена. Измерена зависимость леггеттовской частоты от температуры для объемного ^3He -В и для ^3He -В в аэрогеле при давлении 19.5 бар.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.-k

1. Введение. Изучение ^3He в аэрогеле низкой плотности позволяет экспериментально исследовать влияние примесей на сверхтекучесть систем с нетривиальным куперовским спариванием. Аэрогель состоит из нитей SiO_2 диаметром $\sim 30 \text{ \AA}$, а характерное расстояние между нитями составляет 500 \AA (здесь и ниже речь идет о так называемом 98%-ном аэрогеле, то есть аэрогеле, в котором 98% объема свободно и с которым проводится большинство экспериментов). Так как диаметр нитей много меньше длины когерентности сверхтекучего ^3He , то они играют роль протяженных примесей.

Если аэрогель заполнен чистым ^3He , то на ЯМР заметное влияние оказывает парамагнитный ^3He , который покрывает поверхность нитей аэрогеля двумя твердыми монослоями. При понижении температуры их магнитный момент растет и при температурах порядка 1 мК в несколько раз превышает магнитный момент жидкого ^3He , заполняющего аэрогель. Чтобы этого избежать, в охлажденную ячейку с аэрогелем сначала добавляют небольшое количество ^4He так, чтобы нити аэрогеля покрылись двумя монослоями ^4He , и уже затем заполняют ячейку ^3He . В этом случае сигнал ЯМР определяется только жидким ^3He . Известно, что наличие ^4He на поверхности нитей не меняет фазовую диаграмму сверхтекучих состояний ^3He в аэрогеле. Все наши эксперименты, о которых пойдет речь ниже, проведены в аэрогеле, предварительно покрытом ^4He .

Известно, что в ^3He в аэрогеле при сверхнизких температурах реализуются две сверхтекучие фазы, одна из которых аналогична В-фазе объемного (то есть в отсутствие аэрогеля) ^3He [1–3]. Важным

параметром В-фазы является леггеттовская частота Ω_B , характеризующая силу диполь-дипольного взаимодействия атомов куперовской пары и позволяющая оценить величину энергетической щели. Целью нашей работы являлась разработка методики измерения леггеттовской частоты в ^3He -В в аэрогеле и проведение таких измерений.

В объемном ^3He -В леггеттовская частота была измерена различными методами: по форме линии поперечного непрерывного ЯМР, по частоте продольного ЯМР и т.п. [4–6]. Для определения леггеттовской частоты этими методами необходимо знать пространственное распределение (текстуру) параметра порядка ^3He -В в экспериментальной ячейке. Например, в случае поперечного ЯМР леггеттовскую частоту можно определить по форме линии поглощения. В равновесии вектор \mathbf{n} параметра порядка параллелен внешнему магнитному полю \mathbf{H} только вдали от стенок ячейки. Такая ориентация соответствует ларморовской частоте ЯМР. Вблизи стенок, ориентированных вдоль \mathbf{H} , угол между \mathbf{n} и \mathbf{H} составляет $\approx 63^\circ$ и частота ЯМР меняется. В результате линия поглощения поперечного ЯМР принимает следующий вид: острый пик на ларморовской частоте ω_L и длинный “хвост”, простирающийся в область высоких частот и обрывающийся на частоте $\omega = \omega_L + 2\Omega_B^2/5\omega_L$.

Для ^3He -В в аэрогеле использование стандартных методов ЯМР затруднено тем, что главное ориентирующее воздействие на текстуру оказывают локальные неоднородности аэрогеля. Это утверждение проиллюстрировано на рис.1, где приведены два сигнала поперечного непрерывного ЯМР от ^3He -В в аэрогеле, полученные нами в двух разных ячейках при одной и той же температуре (схема экспериментальной камеры, содержащей обе эти ячейки, приведена в [3]). Обе ячейки имели форму цилиндра (диаметр 5.3 мм, вы-

¹⁾e-mail: dmitriev@kapitza.ras.ru

²⁾N. Mulders.

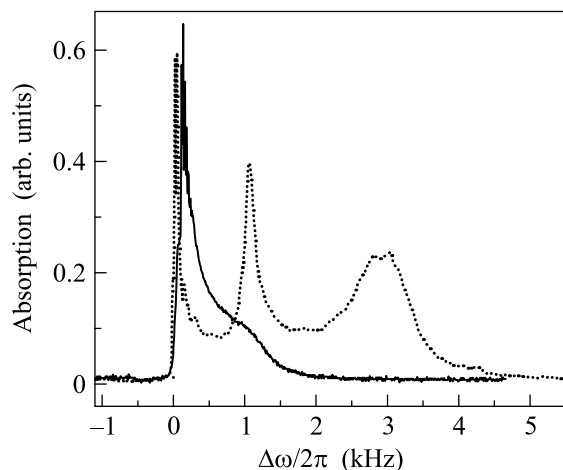


Рис.1. Сигналы поглощения, полученные при одинаковых условиях методом стандартного непрерывного ЯМР в двух разных ячейках (см. текст). Пунктир: ячейка, заполненная аэрогелем в форме таблетки толщиной 2.4 мм. Сплошная линия: ячейка, практически полностью заполненная аэрогелем. $T = 0.76 T_{ca}$; $P = 25.5$ бар; $H = 284$ Э

сота 5.6 мм) с осью, ориентированной вдоль внешнего магнитного поля. Одна из ячеек была практически полностью заполнена аэрогелем, а в другой ячейке аэрогель имел вид таблетки толщиной ≈ 2.4 мм, расположенной в средней части экспериментального объема. Образцы аэрогеля были получены по одной и той же технологии, и температура перехода ^3He в сверхтекучее состояние в этих образцах была одинакова (при $P = 25.5$ бар $T_{ca} \approx 0.76 T_c$, где T_c и T_{ca} – температуры сверхтекучего перехода в объемном ^3He и в ^3He в аэрогеле, соответственно). Из рисунка видно, что не только ширина линии ЯМР, но и ее форма в этих ячейках заметно отличаются. Здесь следует отметить, что сигнал от ячейки, частично заполненной аэрогелем, на рис.1 практически полностью определяется $^3\text{He-V}$ в аэрогеле (за исключением узкой области вблизи ларморовской частоты), а высокочастотный “хвост” от объемного $^3\text{He-V}$ имеет намного меньшую амплитуду и обрывается далеко за пределами рисунка. Это следует из того, что при повышении температуры линия монотонно сужается, в целом сохраняя форму, и при $T = T_{ca}$ остается узкий пик в районе ларморовской частоты. “Хвост” от объемного $^3\text{He-V}$ становится заметным только при дальнейшем повышении температуры.

Известно, что в объемном $^3\text{He-V}$ в магнитном поле с однородным градиентом можно создать однородно прецессирующую двухдоменную структуру (однородно прецессирующий домен, ОПД [7]). Один

из доменов представляет собой область с практически равновесной намагниченностью, а во втором намагниченность отклонена на угол β , немного превышающий $\Theta_0 = \arccos(-1/4) \approx 104^\circ$, и прецессирует сфазированно по всему объему. При этом вектор \mathbf{n} отклонен от \mathbf{H} на угол 90° и также прецессирует однородно по всему объему. Прецессия происходит с частотой, равной ларморовской в месте расположения междоменной стенки, характерная толщина которой составляет обычно 0.2–0.3 мм. Локальный сдвиг частоты от ларморовской обеспечивается дипольным сдвигом частоты, возникающим в $^3\text{He-V}$ при углах отклонения намагниченности больших Θ_0 . Если к образцу приложен однородный градиент магнитного поля, направленный, как и \mathbf{H} , по оси z , то, в случае непрерывного поперечного ЯМР при достаточно большой амплитуде радиочастотного (РЧ) поля h , ОПД формируется при плавном уменьшении пространственно однородной составляющей внешнего магнитного поля [8]. В этом случае ОПД можно поддерживать сколь угодно долго: магнитная релаксация компенсируется мощностью, подводимой от РЧ поля.

ОПД можно создать и в В-фазе ^3He в аэрогеле [3]. В этом случае ОПД не отличается от ОПД в объемном $^3\text{He-V}$ и позволяет создать текстуру, однородную по образцу $^3\text{He-V}$ в аэрогеле. На фоне прецессии в ОПД можно возбудить различные моды колебаний прецессирующей намагниченности. Хорошо изучены (как теоретически, так и на эксперименте) два типа пространственно неоднородных колебаний ОПД: крутильные колебания [9] и колебания формы доменной стенки [10]. Частота крутильных колебаний зависит от длины ОПД, геометрии экспериментальной ячейки, леггеттовской частоты и скорости спиновых волн. Если скорости спиновых волн известны, то эта мода в принципе может быть использована для определения леггеттовской частоты. Однако, как будет видно из дальнейшего, намного более удобным для этого являются пространственно однородные моды колебания ОПД.

2. Пространственно однородные колебания ОПД. Две моды пространственно однородных колебаний ОПД были теоретически предсказаны в [11], где были рассмотрены колебания на фоне стационарной прецессии в $^3\text{He-V}$ с различными углами отклонения намагниченности. Было показано, что при $\beta \geq \Theta_0$ имеется две возможных моды колебаний. Во вращающейся системе координат частоты этих мод определяются следующими выражениями:

$$\Omega_1^2 = \omega_L^2 + \Omega_B^2, \quad (1)$$

$$\Omega_2^2 = \frac{3}{8} \omega_L \Delta\omega, \quad (2)$$

где $\Delta\omega$ – сдвиг частоты прецессии от ларморовского значения. В работе [11] предполагалось, что РЧ поле равно нулю. Мы провели вычисления для случая, когда амплитуда РЧ поля не равна нулю и $\beta \geq \Theta_0$, что соответствует ОПД, поддерживаемому непрерывной РЧ накачкой. Оказалось, что в этом случае появляется еще одна мода колебаний, частота которой в случае $\Delta\omega \gg \gamma \hbar \Omega_B^2 / \omega_L^2$ (что всегда выполнялось в наших экспериментах) определяется следующим выражением [12]:

$$\Omega_3^2 = \frac{4}{\sqrt{15}} \frac{\hbar}{H} \frac{\Omega_B^2}{1 + \frac{8}{3} \left(\frac{\Omega_B}{\omega_L} \right)^2}. \quad (3)$$

Первая и третья из указанных выше мод, казалось бы, идеально подходят для измерения леггеттовской частоты. Для проверки этого было проведено численное моделирование эксперимента по возбуждению колебаний в ОПД, поддерживаемом РЧ полем. При этом решалась полная система уравнений Леггетта-Такаги в одномерном случае с учетом диссипации и наличия сверхтекучих спиновых токов (спиновых сверхтоков). Граничные условия задавались требованием отсутствия потока спина на обеих границах. Моделирование было максимально приближено к условиям реального эксперимента: к образцу ${}^3\text{He}$ был приложен однородный градиент внешнего магнитного поля и слабо неоднородное по пространству радиочастотное поле накачки, а ОПД формировался в ячейке путем уменьшения пространственно однородной составляющей магнитного поля. После того, как ОПД заполнял всю ячейку, изменение поля прекращалось, и ОПД выводился из равновесия каким-либо импульсным воздействием или дополнительной непрерывной накачкой с частотой, изменяющейся в некотором диапазоне вблизи Ω_1 или Ω_3 . Оказалось, что мода с частотой Ω_1 имеет большое затухание и возбудить ее практически невозможно. Напротив, колебания с частотой Ω_3 легко возбуждаются и достаточно слабо затухают, а их частота совпадает с выражением (3). Во вращающейся системе координат эти колебания соответствуют осцилляциям фазы прецессии относительно равновесного положения. В результате численного моделирования был выбран оптимальный способ возбуждения этой моды: колебания возникают при скачкообразном изменении \mathbf{H} на небольшую величину $\delta H \sim 10 - 100$ мЭ.

3. Условия проведения экспериментов. Эксперименты проводились при давлении 19.5 бар в маг-

нитном поле 285 Э (соответствующая частота ЯМР 923 кГц). Экспериментальная камера (рис.2) была смонтирована на ступени ядерного размагничивания и имела две ячейки одинаковой цилиндрической фор-

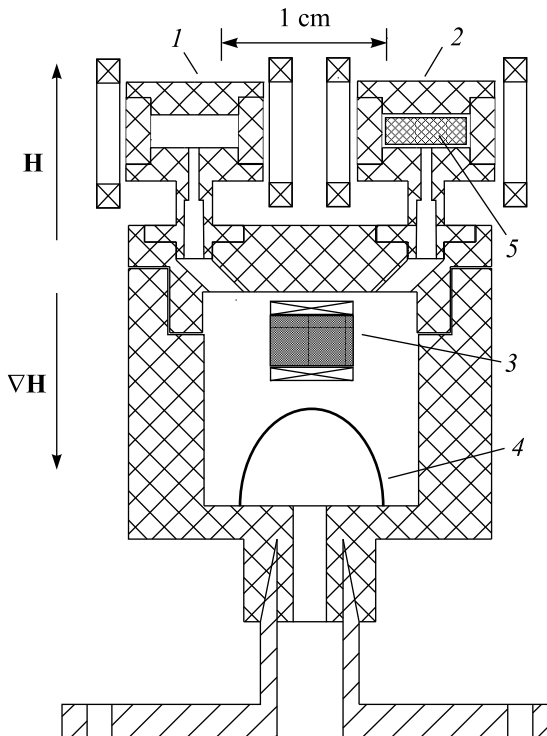


Рис.2. Схема экспериментальной камеры: 1 – ячейка 1; 2 – ячейка 2; 3 – датчик платинового ЯМР-термометра; 4 – вибрирующая проволока; 5 – аэрогель

мы (диаметр ~ 5.25 мм, высота 1.75 мм), изготовленные из эпоксидной смолы Stycast-1266. Снаружи каждой ячейки размещалась приемно-передающая ЯМР-катушка с осью, ориентированной перпендикулярно внешнему полю \mathbf{H} . Кроме этого, каждая ячейка была окружена отдельной продольной катушкой (на рис.2 не показаны) для создания скачкообразного изменения однородной составляющей внешнего поля (оси этих катушек были направлены вдоль \mathbf{H}). Все катушки были теплоизолированы от ячеек. Ячейка 1 не содержала аэрогель, в ячейке 2 аэрогель имел вид таблетки диаметром 5 мм и толщиной ≈ 1.53 мм и был размещен в центре экспериментального объема. Сигнал, наводимый ОПД в соответствующей приемно-передающей катушке, усиливался предусилителем и поступал на фазочувствительный усилитель SR844 (Stanford Research Systems), позволяющий выделить сигналы поглощения и дисперсии, которые затем записывались в память компьютера. Необходимая температура достигалась с помощью криостата ядерного размагничивания и определялась с помощью дат-

чика платинового ЯМР-термометра и вибрирующей проволоочки, расположенных в отдельном объеме (ниже экспериментальных ячеек). Экспериментальные ячейки соединялись с этим объемом каналами, узкая часть которых имела диаметр 1 мм и длину 2.5 мм.

4. Эксперименты в объемном $^3\text{He-B}$. ОПД "выращивался" в ячейке 1 методом непрерывного ЯМР путем уменьшения H . Изменение поля прекращалось, когда ОПД заполнял всю ячейку и минимальный сдвиг частоты в ячейке был достаточно велик, чтобы удовлетворялось условие $\Delta\omega \gg \gamma h \Omega_B^2 / \omega_L^2$ (сдвиг частоты меняется вдоль ячейки из-за приложенного градиента поля). Затем на соответствующую продольную катушку подавался прямоугольный импульс тока длительностью несколько десятых долей секунды и соответствующий изменению внешнего поля на 10–50 мЭ. Постоянная времени фазочувствительного усилителя выбиралась достаточно малой (обычно 30 мкс), чтобы возможные низкочастотные колебания ОПД детектировались без искажений. Оказалось, что такая процедура действительно приводит к слабо затухающим осцилляциям, которые имеют большую амплитуду на канале, соответствующем сигналу поглощения. Для удобства обработки сигнала фаза опорного сигнала фазочувствительного усилителя подстраивалась так, чтобы колебания были видны только на одном из каналов. На рис.3 показан результат одного из таких экспериментов. В мо-

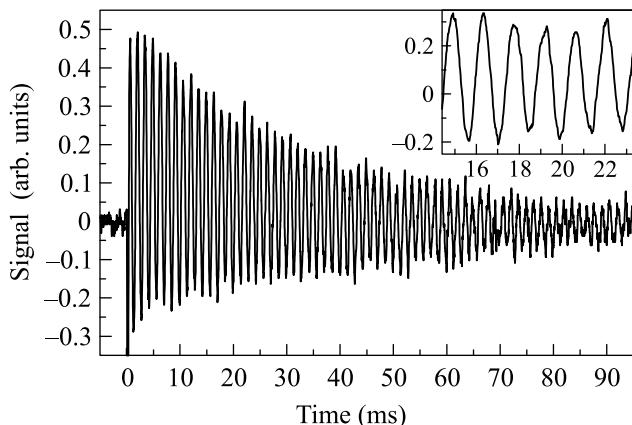


Рис.3. Колебания сигнала ЯМР от $^3\text{He-B}$ в ячейке 1 после подачи импульса на продольную катушку

мент времени $t = 0$ мс на продольную катушку был подан импульс тока, соответствующий $\delta H \sim 50$ мЭ. При этом возбудились колебания, которые затухли за время порядка 100 мс. При выключении добавочного поля колебания также возбуждались. Оказалось, что в соответствии с формулой (3) частота колебаний не зависит от сдвига частоты и пропорциональна квад-

ратному корню из эффективной амплитуды РЧ поля (рис.4), то есть указанный выше способ действитель-

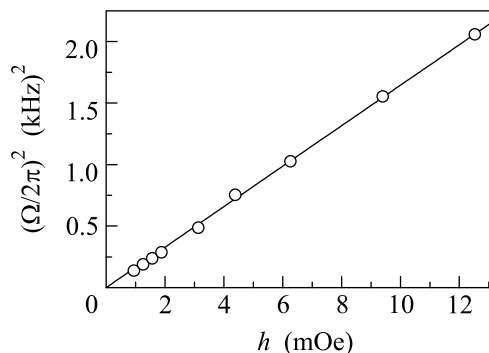


Рис.4. Зависимость частоты колебаний от амплитуды РЧ поля, поддерживающего ОПД в ячейке 1. $T \sim 0.61 T_c$. Амплитуда РЧ поля была прокалибрована в однородном магнитном поле в нормальной фазе ^3He путем подачи длинного (порядка 1 мс) РЧ импульса и измерения зависимости начальной амплитуды сигнала свободной индукции от амплитуды этого импульса

но приводит к возбуждению моды (3) пространственно однородных колебаний ОПД.

5. Эксперименты в ^3He в аэрогеле. Температура сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле при давлении 19.5 бар оказалась равной $0.795 T_c$. Эксперименты в ячейке 2 проводились точно так же, как и в объемном ^3He и мода (3) также легко возбуждалась импульсом, подаваемым на продольную катушку (рис.5). Частота получаемых колебаний также не

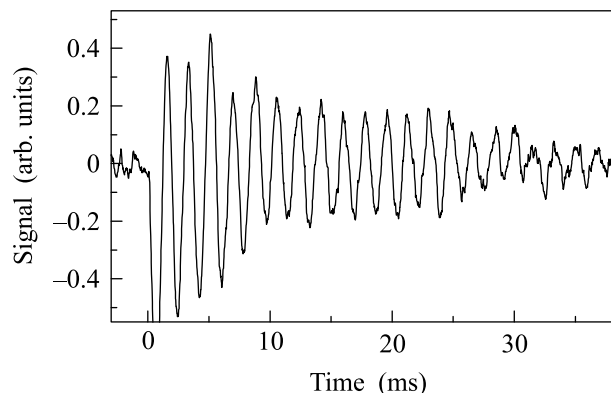


Рис.5. Колебания сигнала ЯМР от $^3\text{He-B}$ в аэрогеле в ячейке 2 после подачи импульса на продольную катушку

зависела от сдвига частоты и была пропорциональна квадратному корню из эффективной амплитуды РЧ поля.

6. Измерения леггеттовской частоты. Амплитуду РЧ поля, поддерживающего ОПД, легко про-

калибровать в нормальной фазе ^3He . Измерив затем частоту колебаний, можно из уравнения (3) определить леггеттовскую частоту. Результаты таких измерений как в объемном ^3He (ячейка 1), так и в ^3He в аэрогеле (ячейка 2) приведены на рис.6. Сплошной кривой на рис.6 представлены интерполированные к

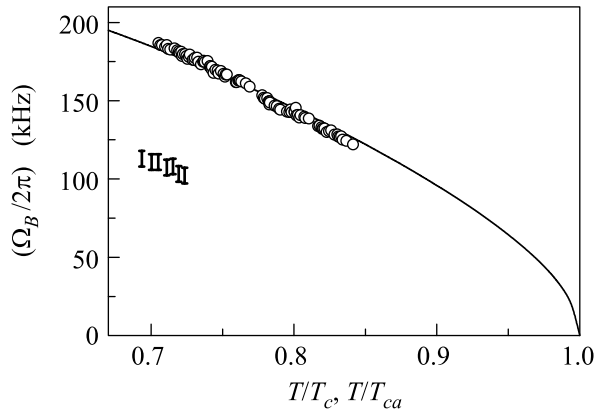


Рис.6. Зависимость леггеттовской частоты в объемном ^3He -В (кружки) и ^3He -В в аэрогеле (вертикальные отрезки) от температуры (в единицах T/T_c и T/T_{ca} , соответственно), измеренные при $P = 19.5$ бар с помощью пространственно однородных колебаний (мода (3)) ОПД. Сплошной кривой показаны интерполированные к давлению 19.5 бар результаты измерений леггеттовской частоты в объемном ^3He из работы [4]

давлению 19.5 бар результаты измерений леггеттовской частоты в объемном ^3He , выполненные с помощью стандартного непрерывного ЯМР в работе [4]. Хорошее согласие этих данных с нашими результатами указывает на эффективность разработанного нами метода для измерений леггеттовской частоты.

Следует отметить, что при интерпретации результатов измерений в аэрогеле необходимо учитывать возможный перегрев образца из-за низкой теплопроводности ^3He в аэрогеле. Чтобы уменьшить этот перегрев, наш образец аэрогеля имел малую толщину, а между ним и стенками ячейки были оставлены зазоры (~ 0.12 мм) для отвода тепла, выделяющегося в ОПД из-за процессов магнитной релаксации. Тепловая мощность, выделяющаяся в ячейке 2, не превышала 0.5 нВт, что оценивалось из известной величины РЧ поля и измеренного отношения сигналов поглощения и дисперсии от ОПД. Максимальный перегрев образца при таком тепловыделении можно оценить, используя данные по теплопроводности аэрогеля из [13, 14]. Для нашей геометрии такая оценка дает величину, не превышающую $0.003 T/T_{ca}$, что вполне приемлемо. Наличие зазоров, однако, приводит к тому, что доля объемного гелия в ячейке 2 со-

ставляет около 18% от полного объема ячейки. Как следует из работы [3], в ячейке, содержащей как аэрогель, так и объемный ^3He , ОПД заполняет как аэрогель, так и свободное от аэрогеля пространство. В объемном ^3He леггеттовская частота отличается от ее значения в аэрогеле. В результате возникает ситуация связанных колебаний двух осцилляторов. Частоты связанных колебаний зависят от собственных частот осцилляторов и от параметров, определяющих связь между ними. В нашем случае такими параметрами являются скорости спиновых волн (которые определяют величину градиентной энергии и спиновые сверхтоки). Мы провели численное моделирование нашего эксперимента, в котором аэрогель (область с отличными от объемного ^3He значениями леггеттовской частоты, скоростей спиновых волн и параметров магнитной релаксации) располагался между двумя областями объемного ^3He . Оказалось, что наблюдаемая частота колебаний определяется только величиной коэффициента заполнения ячейки аэрогелем и частотами моды (3) для объемного ^3He и ^3He в аэрогеле. Она не зависит от скоростей спиновых волн и параметров магнитной релаксации в широком диапазоне значений (намного превышающем реально возможный диапазон!). При этом частота колебаний в большей мере определяется той частью ячейки, где леггеттовская частота меньше (то есть областью, заполненной аэрогелем). В наших экспериментах коэффициент заполнения равнялся 0.82. В этом случае увеличение частоты колебаний от значения, вычисленного по формуле (3) в предположении, что ячейка полностью заполнена аэрогелем, составляет 8%. Соответственно, на рис.6 значения леггеттовской частоты в ^3He в аэрогеле приведены в виде вертикальных отрезков, причем верхний конец каждого отрезка соответствует значению, полученному прямым пересчетом измеренной частоты колебаний, а нижний – значению, полученному с учетом этой поправки.

Энергетическая щель в спектре возбуждений ^3He -В должна быть пропорциональна леггеттовской частоте и обратно пропорциональна квадратному корню из величины магнитной восприимчивости [15]. Из наших результатов и величины магнитной восприимчивости (ее можно оценить из [1]) получается: $\Delta_a = (0.53 \pm 0.02)\Delta$, где Δ_a и Δ – величины щели в ^3He -В в аэрогеле и в объемном ^3He при температурах, одинаковых по отношению к T_{ca} и T_c , соответственно. Это значение согласуется с результатами, полученными из акустических измерений [16], и с оценками из экспериментов по стандартному непрерывному ЯМР [1].

7. Заключение. В результате проведенных исследований был разработан и использован новый метод измерения леггеттовской частоты в В-фазе сверхтекучего ^3He . С помощью этого метода проведены измерения леггеттовской частоты в $^3\text{He-V}$ в аэрогеле.

Мы благодарны И. В. Косареву за помощь на начальной стадии экспериментов и И. А. Фомину за полезные дискуссии. Работа выполнена благодаря поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #03-02-17017) и Министерства образования и науки РФ. Д. Е. Змеев признателен Landau Scholarship program за финансовую поддержку.

-
1. B. I. Barker, Y. Lee, L. Polukhina et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2148 (2000).
 2. G. Gervais, T. M. Haard, R. Nomura et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 035701-1 (2001).
 3. В. В. Дмитриев, В. В. Завьялов, Д. Е. Змеев и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 371 (2002).
 4. P. J. Hakonen, M. Krusius, M. M. Salomaa et al., *J. of Low Temp. Phys.* **76**, 225 (1989).
 5. A. I. Ahonen, M. Krusius, and M. A. Paalanen, *J. of Low Temp. Phys.* **25**, 421 (1976).
 6. D. D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1009 (1974).
 7. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев и др., *ЖЭТФ* **88**, 2025 (1985); И. А. Фомин, *ЖЭТФ* **88**, 2039 (1983).
 8. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев и др., *ЖЭТФ* **96**, 956 (1989).
 9. Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 131 (1986); И. А. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 134 (1986).
 10. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharsky, *Physica* **B178**, 196 (1992).
 11. И. А. Фомин, *ЖЭТФ* **71**, 791 (1976).
 12. V. V. Dmitriev, V. V. Zavjalov, and D. Ye. Zmееv, Submitted to *J. of Low Temp. Phys.* (in Proc. of Int. Symposium on Quantum Fluids and Solids, QFS2004).
 13. B. I. Barker, L. Polukhina, J. F. Poco et al., *J. of Low Temp. Phys.* **113**, 635 (1998).
 14. S. M. Fisher, A. M. Guenault, A. J. Hale, and G. R. Pickett, *J. of Low Temp. Phys.* **126**, 673 (2002).
 15. A. J. Leggett, *Ann. of Phys.* **85**, 11 (1974).
 16. G. Lawes and J. M. Paria, *Phys. Rev.* **B65**, 092511 (2002).