

# Нелинейный ЯМР в сверхтекучей В-фазе $^3\text{He}$ в аэрогеле

В. В. Дмитриев<sup>1)</sup>, В. В. Завьялов, Д. Е. Змеев, И. В. Косарев, Н. Малдерс<sup>2)</sup>+

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

<sup>+</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Delaware, Newark, Delaware 19716 USA

Поступила в редакцию 1 августа 2002 г.

Методами импульсного и нелинейного непрерывного ЯМР проведены исследования жидкого  $^3\text{He}$  в аэрогеле малой плотности предварительно покрытого несколькими монослоями  $^4\text{He}$ . Обнаружен резкий рост сдвига частоты сигнала ЯМР от ларморовской при углах отклонения намагниченности, больших  $104^\circ$ . В случае нелинейного непрерывного ЯМР получены сигналы, связанные с формированием макроскопической области однородной прецессии намагниченности (однородно прецессирующего домена). Полученные результаты подтверждают, что низкотемпературная сверхтекучая фаза  $^3\text{He}$  в аэрогеле является аналогом В-фазы в объемном  $^3\text{He}$  и указывают на то, что сверхтекучие спиновые токи играют важную роль в спиновой динамике сверхтекучего  $^3\text{He}$  в аэрогеле.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.–k

**1. Введение.** Теория сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$  хорошо развита и в большинстве случаев количественно согласуется с экспериментом. По этой причине сверхтекучий  $^3\text{He}$  является идеальным объектом для проверки теоретических моделей для систем с нетривиальным куперовским спариванием. Актуальной задачей является изучение влияния примесей на такой объект. Такая возможность появилась с развитием технологий по получению аэрогелей малой плотности. Аэрогель представляет собой “мочалку”, состоящую из нитей  $\text{SiO}_2$  диаметром порядка  $30 \text{ \AA}$ , при том, что характерное расстояние между нитями составляет  $500\text{--}1000 \text{ \AA}$  (речь идет о так называемом 98%-м аэрогеле, в котором 98% объема свободно, и с которым проводится большинство экспериментов с  $^3\text{He}$ ). Длина когерентности сверхтекучего  $^3\text{He}$  составляет несколько сот ангстрем, то есть намного превышает диаметр нитей, которые, в этом случае, должны играть роль примесей.

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  в аэрогеле обнаружена несколько лет назад [1, 2], и в настоящее время известно, что аэрогель немного (на 20–30%) понижает температуру сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$ . Выяснилось, что в аэрогеле возможно существование двух сверхтекучих фаз, аналогичных фазам А и В в объемном  $^3\text{He}$  [3, 4]. Установлено также, что фазовая диаграмма сверхтекучего  $^3\text{He}$  в аэрогеле имеет ряд качественных отличий от объемного  $^3\text{He}$ . В частности, область существования равновесной фазы А-типа

оказывается чрезвычайно малой по сравнению со случаем объемного  $^3\text{He}$  даже при больших давлениях и в сильных магнитных полях (хотя в переохлажденном состоянии А-фаза остается стабильной в достаточно большом температурном интервале).

Эксперименты в аэрогеле можно проводить как с чистым  $^3\text{He}$ , так и в присутствии небольшого количества примеси  $^4\text{He}$ . В первом случае на ЯМР заметное влияние оказывает парамагнитный твердый  $^3\text{He}$ , который покрывает поверхность нитей двумя твердыми монослоями и имеет большую магнитную восприимчивость при сверхнизких температурах. Добавка  $^4\text{He}$  приводит к тому, что твердый  $^3\text{He}$  замещается немагнитным  $^4\text{He}$  и сигнал ЯМР уже полностью определяется жидким  $^3\text{He}$ .

**2. ЯМР в объемном  $^3\text{He}$ -В.** В сверхтекучей В-фазе объемного  $^3\text{He}$  частота линейного непрерывного ЯМР (то есть при малых амплитудах возбуждения) определяется углом  $\psi$  между направлением внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  и вектором  $\mathbf{n}$  параметра порядка:  $\omega \approx \omega_L + \frac{\Omega_B^2}{2\omega_L} \sin^2 \psi$ , где  $\Omega_B$  – зависящая от температуры частота продольного резонанса (частота Леггетта) для  $^3\text{He}$ -В,  $\omega_L = \gamma H$  – ларморовская частота. Вдали от стенок ячейки  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$  и  $\omega = \omega_L$ . Если  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости стенки, то вблизи стенки  $\psi \approx 63^\circ$  и возникает сдвиг частоты. В результате линия поглощения линейного непрерывного ЯМР имеет несимметричный вид: пик на ларморовской частоте и длинный “хвост”, простирающийся в область больших частот, определяемый пространственным распределением (текстурой) параметра порядка. В случае импульсного ЯМР при достаточно больших углах

<sup>1)</sup>e-mail: dmitriev@kapitza.ras.ru

<sup>2)</sup>N. Mulders.

отклонения намагниченности  $\beta$  происходит текстурный переход, и во всем объеме ячейки  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{n}$  прецессируют как в отсутствие стенок (мода Бринкмана–Смита)[5]. При этом частота прецессии равна  $\omega_L$ , если угол  $\beta$  не превышает  $\Theta_0 = \arccos(-1/4) \approx 104^\circ$  и растет по закону

$$\omega = \omega_L - \frac{4\Omega_B^2}{5\omega_L}(1 + 4 \cos \beta)$$

при  $\beta > \Theta_0$ . Пространственные неоднородности прецессирующей намагниченности (вызываемые, например, градиентом  $H$ ) приводят к возникновению сверхтекучих спиновых токов (спиновых сверхтоков), переносящих продольную компоненту намагниченности. В результате в замкнутом образце  $^3\text{He-V}$  может сформироваться однородно прецессирующая двухдоменная структура (однородно прецессирующий домен, ОПД [6]). Один из доменов представляет собой область с практически равновесной намагниченностью, а во втором намагниченность отклонена на угол, близкий к  $\Theta_0$ , и прецессирует синфазно с частотой, равной ларморовской в месте расположения междоменной стенки, характерная толщина которой составляет обычно 0.2-0.3 мм. Спиновые сверхтоки играют важную роль и в устойчивости ОПД: пространственные неоднородности приводят к токам, восстанавливающим однородность прецессии. Если к образцу приложен однородный градиент магнитного поля (направленный, как и  $\mathbf{H}$ , по оси  $z$ ) и частота радиочастотного (РЧ) поля  $\omega_{rf}$  фиксирована, то в случае непрерывного ЯМР ОПД формируется при плавном уменьшении однородной составляющей внешнего магнитного поля  $H_0$  (при этом амплитуда РЧ поля должна быть достаточно велика) [7]. Формирование ОПД начинается, когда координата  $z$  (определяемая условием  $\omega_{rf} = \gamma H(z)$ ) достигает границы ячейки ( $z_c$ ). Благодаря спиновым сверхтокам, угол отклонения намагниченности в этом районе образца может достичь и превысить  $\Theta_0$ . При дальнейшем уменьшении  $H_0$  эта область ячейки остается в резонансе с РЧ полем за счет того, что  $\beta$  немного превышает  $\Theta_0$ , что приводит к положительному сдвигу частоты. В результате размер ОПД растет, а распределение  $\beta$  по пространству определяется условием равенства частоты прецессии частоте РЧ поля, причем координата доменной границы ( $z_0$ ) задается следующим резонансным условием:  $\omega_{rf} = \gamma H(z_0)$ . Поглощаемая РЧ мощность определяется разностью фаз прецессирующей намагниченности и РЧ поля. Эта разность устанавливается такой, что поглощаемая мощность равняется мощности диссипируемой в ОПД из-за процессов магнитной релаксации. Диссипация рас-

тет с увеличением длины ОПД и при дальнейшем уменьшении  $H_0$  ОПД разрушается (при обратном направлении сканирования  $H_0$  ОПД уже не образуется). Если в присутствии ОПД РЧ поле выключить, то однородность ОПД сохраняется, а магнитная релаксация приводит лишь к уменьшению длины ОПД: доменная граница движется и частота возникающего долгоживущего сигнала индукции (то есть длительностью, во много раз превышающей характерное время расфазировки в неоднородном магнитном поле:  $\tau = (\gamma \nabla H L)^{-1}$ , где  $L$  – длина ячейки) плавно уменьшается от  $\omega_{rf}$  до  $\gamma H(z_c)$ .

Если низкотемпературная сверхтекучая фаза  $^3\text{He}$  в аэрогеле является фазой, параметр порядка которой соответствует В- фазе объемного  $^3\text{He}$ , то свойства ЯМР в ней должны быть схожи со свойствами ЯМР в объемном  $^3\text{He-V}$ . Соответственно, следует ожидать, что в случае нелинейного ЯМР зависимость  $\omega$  от  $\beta$  должна иметь особенность при  $\beta \approx 104^\circ$ . Можно также предположить, что спиновые сверхтоки в  $^3\text{He-V}$  в аэрогеле качественно не отличаются от случая объемного  $^3\text{He-V}$  и могут приводить к формированию ОПД. Однако до последнего времени ЯМР-исследования  $^3\text{He}$  в аэрогеле ограничивались в основном линейным непрерывным ЯМР. Эти эксперименты показали, что ЯМР в  $^3\text{He-V}$  в аэрогеле, действительно, похож на ЯМР в объемном  $^3\text{He-V}$ : наблюдается уширение линии в область высоких частот (причем, аналог частоты Леггетта для  $^3\text{He-V}$  в аэрогеле в несколько раз меньше), а магнитная восприимчивость падает при понижении температуры, как и в объемном  $^3\text{He-V}$ .

Исследования с использованием импульсного ЯМР проводились либо в случае чистого  $^3\text{He}$  в аэрогеле (при этом не было обнаружено особенностей в зависимости частоты сигнала ЯМР от  $\beta$  при  $\beta \approx \Theta_0$ ), либо при малых углах отклонения намагниченности [2, 8]. Исследования нелинейного непрерывного ЯМР в сверхтекучем  $^3\text{He-V}$  в аэрогеле были недавно проведены гренобльской группой [9]. При этом наблюдался сигнал ЯМР, соответствующий по своим характеристикам (зависимость от направления сканирования линии и от величины градиента поля) сигналу от ОПД. Область существования и амплитуда этого сигнала были, однако, меньше, чем следовало ожидать при формировании ОПД с длиной, заметно большей, чем толщина доменной стенки, что не позволяло однозначно ответить на вопрос о формировании ОПД в  $^3\text{He}$  в аэрогеле.

Целью данной работы являлось исследование нелинейного ЯМР (как импульсного, так и непрерывного) в сверхтекучей В-фазе  $^3\text{He}$  в аэрогеле. Все экс-

перименты, о которых пойдет речь, проводились в аэрогеле, поверхность которого была покрыта 2 монослоями (расчетное значение)  $^4\text{He}$ .

**3. Условия экспериментов.** Эксперименты проводились при давлении 25.5 бар, в магнитных полях от 284 до 1082 Э (соответствующие частоты ЯМР: от 922 КГц до 3.51 МГц). Экспериментальная камера (рис.1) была смонтирована на ступени ядер-

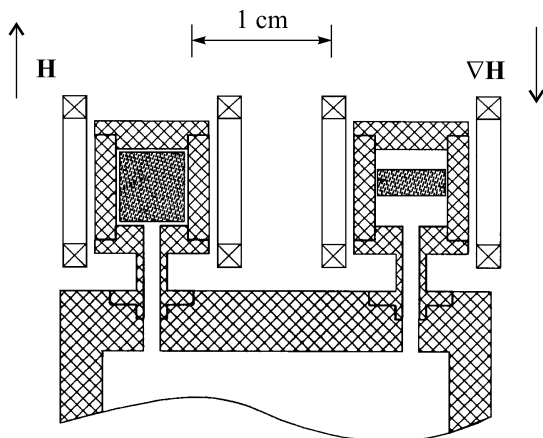


Рис.1. Схема экспериментальной камеры

ного размагничивания и имела две ячейки одинаковой цилиндрической формы (диаметр 5.3 мм, высота 5.6 мм), изготовленные из эпоксидной смолы Stycast-1266. Каждая ячейка была окружена ЯМР-катушками, которые были теплоизолированы от ячеек. Первая ячейка (ячейка 1) была практически полностью заполнена образцом 98%-го аэрогеля (были оставлены зазоры по 0.15 мм между аэрогелем и внутренними стенками ячейки). Во второй ячейке (ячейка 2) аэрогель имел вид таблетки толщиной  $\approx 2.4$  мм и был расположен в средней части экспериментального объема. Необходимая температура достигалась с помощью криостата ядерного размагничивания и определялась с помощью датчика платинового ЯМР-термометра, расположенного в отдельном объеме (ниже экспериментальных ячеек).

**4. Импульсный ЯМР в  $^3\text{He}$ -В в аэрогеле.** Исследования с использованием импульсного ЯМР проводились только в ячейке 1. На образец подавались отклоняющие намагниченность РЧ импульсы на частоте ЯМР. Сигналы свободной прецессии (индукции) записывались в память компьютера и определялась зависимость их частоты и амплитуды от времени.

Фазовые переходы в  $^3\text{He}$  в аэрогеле были заметны по изменению частоты, амплитуды и длительности сигналов индукции после подачи малых РЧ импульсов (то есть соответствующих углам отклоне-

ния, меньших  $\sim 20^\circ$ ). При охлаждении через точку сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в аэрогеле ( $T_c^a \approx 0.76 T_c$ , где  $T_c = 2.37$  мК – температура сверхтекучего перехода в объемном  $^3\text{He}$  при данных условиях) наблюдалось два последовательных перехода. Сначала возник и увеличивался отрицательный сдвиг частоты ЯМР от ларморовского значения, что связано с переходом в переохлажденную А-фазу  $^3\text{He}$  в аэрогеле. Затем при некоторой температуре  $\approx 0.85 T_c^a$  происходил переход в В-фазу: сдвиг становился положительным и его величина росла при дальнейшем понижении температуры [10]. При отогреве из В-фазы сдвиг уменьшался пропорционально  $(1 - T/T_c^a)$  и исчезал при  $T = T_c^a$ , оставаясь все время положительным. Эти результаты согласуются с недавними экспериментами [4], где подобное поведение наблюдалось методом непрерывного ЯМР.

Мы обнаружили, что частота сигнала индукции при больших углах отклонения намагниченности заметно зависит от времени. Поэтому для определения зависимости  $\omega$  от  $\beta$  зависимость частоты сигнала индукции от времени экстраполировалась в начальный момент (отметим, что результаты качественно не меняются, если использовать другой разумный способ определения характерной частоты для данного  $\beta$ , например, определять среднюю частоту фурье-преобразования сигнала индукции). На рис.2 приведена зависимость частоты сигнала индукции в

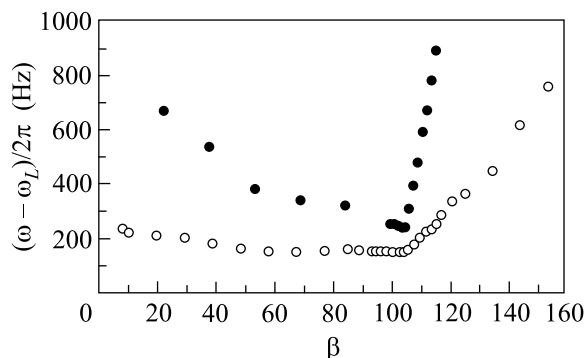


Рис.2. Начальная частота сигнала индукции в  $^3\text{He}$ -В в аэрогеле в зависимости от угла отклонения.  $\circ$  –  $H = 1.01$  кЭ,  $T \approx 0.83 T_c^a$ ;  $\bullet$  –  $H = 285$  Э,  $T \approx 0.78 T_c^a$

В-фазе  $^3\text{He}$  в аэрогеле от начального угла отклонения намагниченности. При  $\beta \approx 104^\circ$  на зависимости видна особенность: частота сигнала при увеличении  $\beta$  резко растет, что и следует ожидать для случая В-фазы. В то же время, мы не наблюдали указаний на текстурный переход в режим прецессии Бринкмана-Смита: видно, что частота прецессии при

любых углах отклонения, меньших  $104^\circ$ , остается заметно сдвинутой от ларморовской, хотя и меняется при изменении  $\beta$ . Это указывает на то, что текстура параметра порядка определяется не стенками экспериментальной ячейки, а собственно объемом аэрогеля (возможно, неоднородностями его плотности на расстояниях, много меньших, чем характерные размеры ячейки).

**5. ОПД в  $^3\text{He-B}$  в аэрогеле.** Эксперименты по исследованию возможности образования ОПД в аэрогеле проводились в обеих ячейках. На рис.3 приведены сигналы непрерывного ЯМР, полученные в

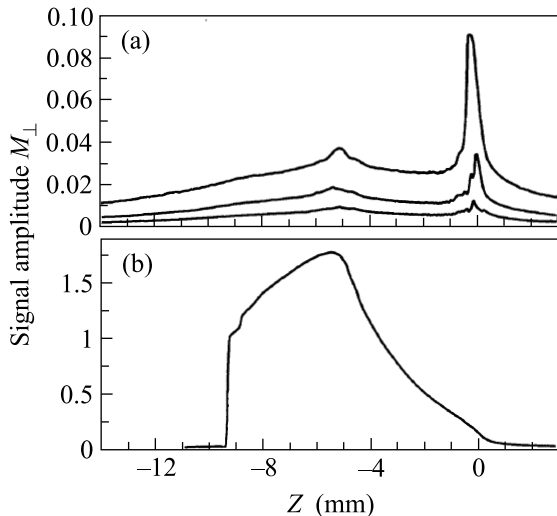


Рис.3. Сигналы поперечной намагниченности (квадратный корень из суммы квадратов сигналов поглощения и дисперсии) при разных амплитудах РЧ поля.  $H = 284$  Э,  $\nabla H = 1$  Э/см,  $T \sim 0.67 T_c^a$ . Амплитуды РЧ поля равны 0.002 Э, 0.005 Э, 0.01 Э (три кривых на рис.3а по мере возрастания среднего значения сигналов) и 0.02 Э (кривая на рис.3б)

ячейке 1 при уменьшении  $H_0$  для разных амплитуд РЧ-поля. На оси абсцисс (здесь и далее для сигналов непрерывного ЯМР) приведены значения однородной составляющей внешнего магнитного поля, пересчитанные в координату согласно выражению  $z = (\gamma H - \omega_{rf})/\gamma \nabla H$ . При этом значение  $z = 0$  соответствует выполнению резонансного условия для объемного  $^3\text{He}$  на верхней границе ячейки, значение  $z = -5.6$  мм – на нижней границе. При нахождении доменной стенки внутри ячейки резонансное условие выполняется в середине стенки (это верно для объемного  $^3\text{He-B}$  и, как будет видно ниже, остается верным для ОПД в аэрогеле) и значение на оси абсцисс указывает фактически на положение доменной стенки. Сигнал, полученный при амплитуде накачки  $\sim 0.02$  Э

(рис.3б), значительно больше сигналов при меньших накачках и соответствует образованию ОПД, его росту (при этом ОПД заполняет всю ячейку) и разрушению (при  $z \approx -9.4$  мм). После разрушения при обратном прохождении линии ОПД не образуется. Проведенные нами калибровки ЯМР-спектрометра показали, что амплитуда ЯМР-сигнала (кривая на рис.3б) с точностью 10% соответствует ожидаемой амплитуде сигнала от ОПД. На рис.4 приведены зависимости

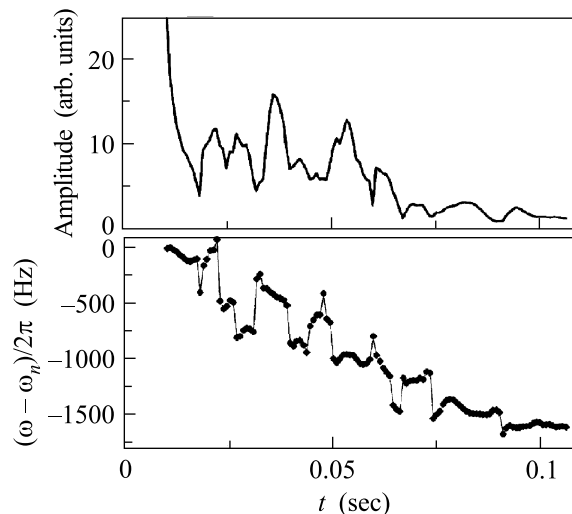


Рис.4. Зависимость частоты и амплитуды долгоживущего сигнала индукции, полученного после выключения РЧ поля при длине ОПД в ячейке 1, равной  $\sim 4.9$  мм. Экспериментальные условия те же, что и для рис.3б

амплитуды и частоты сигнала индукции от времени, полученные после того, как ОПД был “выращен” методом, описанным выше, и РЧ поле было выключено. Видно, что в отличие от случая объемного  $^3\text{He}$  [7], амплитуда сигнала не плавно уменьшается до нуля, а осциллирует, хотя характерная длительность сигнала велика и в среднем зависимость его частоты от времени хорошо соответствует ожидаемой для случая медленной релаксации ОПД. Полное изменение частоты сигнала индукции равняется  $\approx 1590$  Гц, что с хорошей точностью совпадает с изменением частоты, рассчитанной по формуле  $\delta\omega = \gamma \nabla H L_0$  (где  $L_0$  – длина ОПД перед выключением РЧ поля), как это и должно быть в случае формирования ОПД. Осцилляции амплитуды сигнала индукции могут возникать из-за пространственных неоднородностей плотности (или анизотропии) аэрогеля. Это приводит к неоднородностям ОПД и магнитной диссипации по его объему. Соответственно, возникают неоднородности распределения  $\beta$  по пространству, что приводит к расфазировке прецессии в разных частях аэрогеля.

Спиновые сверхтоки стремятся восстановить однородную прецессию, и возникают осцилляции распределения фазы прецессии, аналогичные крутильным колебаниям ОПД в объемном  $^3\text{He}$ -В [11]. Следует отметить, что из-за низкой теплопроводности  $^3\text{He}$  в аэрогеле магнитная диссипация может приводить также к заметным неоднородностям температуры, что также должно приводить к неоднородностям в ОПД. В наших экспериментах по непрерывному ЯМР было обнаружено, что формирование ОПД в ячейке 1 приводит к росту температуры  $^3\text{He}$  в аэрогеле из-за магнитной релаксации, приводящей к диссипации энергии. Если остановить изменение  $H_0$  (то есть зафиксировать длину ОПД), то температура образца продолжает расти с постоянной времени порядка минуты (оценки из данных по теплопроводности  $^3\text{He}$  в аэрогеле из работы [12] показывают, что перегрев может достигать  $0.1\text{--}0.2T_c^a$  при характерной диссипации в аэрогеле, равной нескольким нановаттам). Магнитная релаксация при повышении температуры ускоряется, и через несколько минут ОПД разрушается, так как максимально возможная при данной амплитуде РЧ поля поглощаемая мощность оказывается меньше диссипируемой.

Эффекты перегрева были практически незаметны в ячейке 2, где максимальное расстояние от центра образца аэрогеля до объемного  $^3\text{He}$  в несколько раз меньше. ОПД в этой ячейке образовывался сначала, как правило, в объеме, свободном от аэрогеля, далее, при увеличении длины, проникал в аэрогель, а затем заполнял всю ячейку. На рис.5 приведены кривые поглощения и дисперсии, полученные при образова-

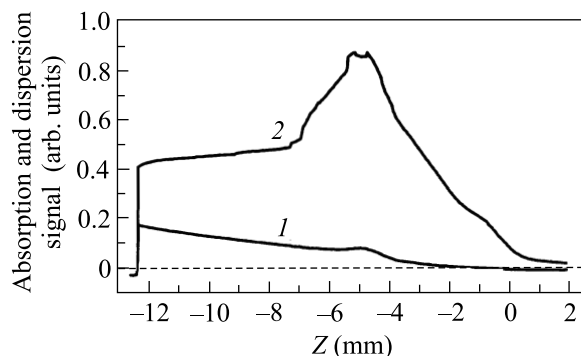


Рис.5. Линии поглощения (1) и дисперсии (2) при образовании ОПД в ячейке 2.  $H = 284 \text{ Э}$ ,  $\nabla H = 0.94 \text{ Э/см}$ ,  $T \sim 0.66 T_c^a$ . Амплитуда РЧ поля равна  $\sim 0.01 \text{ Э}$

нии ОПД в ячейке 2. При этом (как и на рис.3) значение  $z = 0$  на оси абсцисс соответствует выполнению резонансного условия на верхней границе ячейки, значение  $z = -5.6 \text{ мм}$  – на нижней границе, а

значения  $z \approx -1.5 \text{ мм}$  и  $z \approx -3.9 \text{ мм}$  – на границах “аэрогель – объем”. Из рис.5 видно, что поглощение как в объемном  $^3\text{He}$ , так и в аэрогеле монотонно растет с увеличением длины ОПД (более быстрый рост сигнала в самом начале формирования ОПД связан с формированием доменной стенки), причем не обнаруживается резких особенностей при проходе доменной стенки через границу “аэрогель – объемный  $^3\text{He}$ ”. Рост поглощения в ОПД по закону, близкому к линейному (по длине ОПД), наблюдался нами в объемном  $^3\text{He}$  в ряде неопубликованных экспериментов, проведенных за последние годы. Механизм этого поглощения остается пока неясным и требует дальнейших исследований. Здесь же отметим, что этот механизм остается эффективным и в аэрогеле. Обнаружено (в том числе и в предыдущих экспериментах в объемном  $^3\text{He}$ ), что поглощение растет с повышением температуры и практически не зависит от величины градиента внешнего магнитного поля.

В отличие от экспериментов в ячейке 1, амплитуда и частота сигнала индукции ОПД, полученного после выключения РЧ поля, изменяются плавно, что указывает на однородность ОПД в процессе релаксации (рис.6). При этом на частоте сигнала индукции в

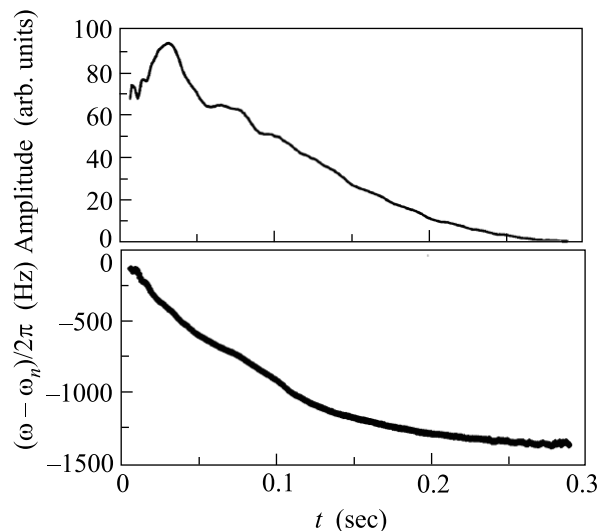


Рис.6. Зависимость частоты и амплитуды долгоживущего сигнала индукции, полученного после выключения РЧ поля при длине ОПД в ячейке 2, равной  $\sim 4.7 \text{ мм}$ . Экспериментальные условия те же, что и для рис.5

момент прохождения доменной стенкой границы “аэрогель – объемный  $^3\text{He}$ ” (текущая координата стенки определяется по значению частоты сигнала) явных особенностей не наблюдается.

В ячейке 2 мы провели также исследования температурной зависимости формирования ОПД. Выяснилось, что ОПД перестает проникать в аэрогель при температуре немного меньшей, чем  $T_c^a$  (обычно порядка  $0.9T_c^a$ ), хотя ОПД в верхней объемной части ячейки формируется вплоть до перехода объемного  ${}^3\text{He}$  в А-фазу ( $T_{AB} \approx 1.2T_c^a$ ). В то же время при достаточно низких температурах мы наблюдали обратное: формирование ОПД в объемной части ячейки происходило при больших амплитудах РЧ поля, чем в аэрогеле. В результате в некотором диапазоне амплитуд РЧ поля нам удавалось получать ОПД только в аэрогеле, а в объемном  ${}^3\text{He}$  ОПД не формировался. На рис.7 приведены сигналы ЯМР, полученные при температуре  $T \lesssim 0.65T_c^a$  при двух разных

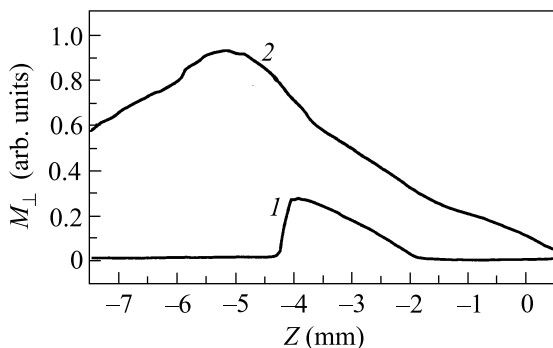


Рис.7. Сигналы поперечной намагниченности (квадратный корень из суммы квадратов сигналов поглощения и дисперсии) при разных амплитудах РЧ поля (ячейка 2).  $H = 284 \text{ Э}$ ,  $\nabla H = 0.94 \text{ Э/см}$ ,  $T \lesssim 0.65 T_c^a$ . Амплитуды РЧ-поля равны  $0.02 \text{ Э}$  (кривая 1) и  $0.04 \text{ Э}$  (кривая 2)

амплитудах РЧ поля (кривая 2 соответствует формированию ОПД только в аэрогеле). Тот факт, что значение на оси абсцисс, где начинает расти сигнал (кривая 2), близко к координате границы “объемный  ${}^3\text{He}$ –аэрогель”, означает, что частота ЯМР в доменной стенке близка к ларморовской, то есть в случае формирования ОПД в аэрогеле в условиях непрерывного ЯМР, вероятно, происходит текстурный переход в режим Бринкмана–Смита. В результате, в отличие от экспериментов по импульсному ЯМР (рис.2), сдвиг частоты прецессии от ларморовского значения близок к нулю при углах, близких к  $\Theta_0$  (иначе начало роста сигнала ОПД было бы сдвинуто влево на величину, соответствующую сдвигу частоты от ларморовской, что составляет не менее 1 мм).

**6. Заключение.** Результаты проведенных исследований не оставляют сомнений в том, что низкотемпературная сверхтекучая фаза  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле является аналогом В-фазы объемного  ${}^3\text{He}$ . Продемонст-

рировано, что в  ${}^3\text{He}$ -В в аэрогеле, как и в объемном  ${}^3\text{He}$ -В, спиновые сверхтоки играют важную роль в спиновой динамике и могут приводить к формированию однородно прецессирующего домена. Как и в объемном  ${}^3\text{He}$ -В, ОПД можно будет использовать как “инструмент” для исследования сверхтекучего  ${}^3\text{He}$ -В в аэрогеле. В частности, большой интерес представляет вопрос о наблюдении и исследовании “катастрофической релаксации”,  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле – такая релаксация возникает в объемном  ${}^3\text{He}$ -В при температурах порядка  $0.4 T_c$  [13], и ее природа еще не ясна.

Мы признательны Дж. Парпия, который предложил нам использовать ячейку, частично заполненную аэрогелем, и И. Фомину за полезные дискуссии. Работа выполнена благодаря поддержке CRDF (грант # RP1-2098), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 00-02-17514, # 00-15-96574) и Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

1. J. V. Porto and J. M. Parpia, Phys. Rev. Lett. **74**, 4667 (1995).
2. D. T. Sprague, T. M. Haard, J. B. Kycia et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 661 (1995).
3. G. Gervais, T. M. Haard, R. Nomura et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 035701-1 (2001).
4. B. I. Barker, Y. Lee, L. Polukhina et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2148 (2000).
5. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Письма в ЖЭТФ **37**, 600 (1983); В. Л. Голо, А. А. Леман, И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **38**, 123 (1983).
6. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев et al., ЖЭТФ **88**, 2025 (1985); И. А. Фомин, ЖЭТФ **88**, 2039 (1983).
7. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев et al., ЖЭТФ **96**, 956 (1989).
8. D. T. Sprague, T. M. Haard, J. B. Kycia et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4568 (1996).
9. Ю. М. Буньков, Семинар ИФП РАН (Май, 2001); Yu. Bunkov, E. Collin, H. Godfrin, and R. Harakaly, in Proc. of 23rd Int. Conf. on Low Temp. Phys., LT23, Hiroshima, 20–27 August, 2002, submitted to Physica B.
10. V. V. Dmitriev, I. V. Kosarev, N. Mulders et al., in Proc. of 23rd Int. Conf. on Low Temp. Phys., LT23, Hiroshima, 20–27 August, 2002, submitted to Physica B.
11. Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Письма в ЖЭТФ **43**, 131 (1986); И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **43**, 134 (1986).
12. B. I. Barker, L. Polukhina, J. F. Poko et al., J. of Low Temp. Phys. **113**, 635 (1998).
13. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, J. Nyeki et al., Physica **B165&166**, 675 (1990); Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guenault et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 600 (1992).