

демонстрацию когерентного возбуждения ионов периодическим потенциалом кристаллической решетки...", является неверным, причем грубо неверным (что, кстати, позднее письменно подтверждено исполнительным секретарем комитета по присуждению премии им. Э. Ферми после получения соответствующей информации), сам факт присуждения высшей Президентской премии страны за исследования, включающие эксперименты по КВ, является несомненным признанием значимости эффекта КВ научным сообществом США.

Список литературы

- Окороков В В *ЯФ* **2** 1009 (1965)
- Окороков В В *Письма в ЖЭТФ* **2** 175 (1965)
- Окороков В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 588 (1972); Okorokov V V et al. *Phys. Lett. A* **43** 485 (1973)
- Окороков В В и др., Препринт № 19 (М.: ИТЭФ, 1973)
- Gaillard M J et al. *Phys. Lett. A* **45** 306 (1973)
- Datz S et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 843 (1978); Moak C D et al. *Phys. Rev. A* **19** 977 (1979)
- Калашников Н П, Панкратов С Г, в сб. *Труды V Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами, Москва, 1973* (Изд-во МГУ, 1974) с. 137
- Калашников Н П, Панкратов С Г *ФТТ* **16** 843 (1974)
- Базылев В А, Жеваго Н К *ЖЭТФ* **77** 312 (1979)
- Kondo J J. *Phys. Soc. Jpn.* **36** 1406 (1974)
- Shindo S, Ohtsuki Y H *Phys. Rev. B* **14** 3929 (1976)
- Yamashita Y, Ohtsuki Y H *Phys. Rev. B* **22** 1183 (1980)
- Crawford O H, Ritchie R H *Phys. Rev. A* **20** 1848 (1979)
- Jackson S A, Platzman P M *Phys. Rev. B* **22** 88 (1980)
- Kupfer E, Gabriel H, Burgdörfer J Z. *Phys. A: Atom. Nucl.* **300** 35 (1981)
- Окороков В В *Письма в ЖЭТФ* **62** 895 (1995); Pivovarov Yu L *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 96 (1998)
- Окороков В В *Письма в ЖЭТФ* **74** 445 (2001)
- Fujimoto F *Nucl. Instrum. Meth. B* **40/41** 165 (1989)
- Iwata Y et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **48** 163 (1990)
- Andersen J U et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **119** 292 (1996)
- Datz S et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **100** 272 (1995)
- Пивоваров Ю Л, Широков А А, Воробьев С А *ДАН СССР* **272** 86 (1983)
- Пивоваров Ю Л, Широков А А *ЯФ* **44** 882 (1986)
- Дубин А Ю *ЯФ* **52** 1243 (1990)
- Fusina R, Kimball J C *Nucl. Instrum. Meth. B* **27** 368 (1987)
- Pivovarov Yu L *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 96 (1998)
- Miller P D et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **13** 56 (1986)
- Okorokov V V, Proshin S V, Preprint ИТЭФ № 13 (1980)
- Okorokov V V et al., Preprint ИТЭФ № 49 (1990)
- Auth C, Winter H *Phys. Rev. A* **62** 012903 (2000)
- Ito T et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **164** 68 (2000)
- Winter H et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **157** 32 (1999)
- Azuma T et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 528 (1999)
- Komaki K et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 19 (1998)
- Pivovarov Yu L *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 96 (1998)
- Azuma T et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **135** 61 (1998)
- Hatke N et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **135** 307 (1998)
- Kimura K et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **135** 419 (1998)
- Hecht T, Winter H *Phys. Lett. A* **243** 306 (1998)
- Salin A, Arnau A, Echenique P M *Phys. Rev. A* **57** 2772 (1998)
- Kimura K, Mannami M *Phys. Rev. A* **57** 1121 (1998)
- Auth C et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 4477 (1997)
- Hatke N et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 3395 (1997)
- Pivovarov Yu L et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **119** 283 (1996)
- Andersen J U et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **119** 292 (1996)
- Степанов А В *ЖЭТФ* **109** 1489 (1996)
- de Abajo F J G, Echenique P M *Nucl. Instrum. Meth. B* **115** 299 (1996)
- Kimura K et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3850 (1996)
- Geissel H et al. *Izv. Akad. Nauk Fiz.* **59** 185 (1995)
- Степанов А В *ЯФ* **58** 2166 (1995)

- Takabayashi Y "High precision spectroscopy of helium-like heavy ions with resonant coherent excitation", Doctor thesis (Tokyo: Tokyo Metropolitan Univ., 2001)
- X Intern. Conf. on Atomic Collisions in Solids, 1981, Lion, France, Abstract*

PACS numbers: **67.57** – z, **76.60** – k

Сверхтекучие фазы ^3He в аэрогеле

В.В. Дмитриев, В.В. Завьялов, Д.Е. Змеев,
И.В. Косарев, Н. Малдерс

1. Введение

Сверхтекучесть чистого ^3He , в котором происходит куперовское спаривание в состояние с полным спином 1, хорошо изучена, и во многих случаях имеется количественное согласие между теорией и экспериментом [1]. Исследования влияния примесей на сверхтекучий ^3He , несомненно, представляют большой интерес для теории систем с нетривиальным куперовским спариванием. Единственным веществом, которое растворяется в жидком ^3He при низких температурах, является ^4He . Однако растворимость ^4He в ^3He экспоненциально падает при понижении температуры и при $T \sim 1$ мК (т.е. при таких температурах, когда ^3He является сверхтекучим) практически равна нулю. Недавно появилась другая возможность внесения примесей в сверхтекучий ^3He , связанная с развитием технологии по получению аэрогелей малой плотности. Аэрогель представляет собой "мочалку", состоящую из нитей SiO_2 диаметром порядка 30 Å, причем характерное расстояние между нитями составляет 500–1000 Å (речь идет о так называемом 98 %-ном аэрогеле плотностью 38 мг см $^{-3}$, в котором 98 % объема свободно и с которым проводится большинство экспериментов). Длина когерентности сверхтекучего ^3He составляет несколько сот ангстрем, т.е. намного превышает диаметр нитей, которые, таким образом, играют роль примесей.

Интенсивные исследования ^3He в аэрогеле начались после того, как в работах [2, 3] было обнаружено, что аэрогель малой плотности не подавляет сверхтекучесть полностью, а приводит лишь к понижению температуры сверхтекучего перехода (на 20–30 % при давлениях 20–30 бар). В результате была определена фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в аэрогеле (см., например, [3–7]), внешне похожая на фазовую диаграмму объемного ^3He (рис. 1). Выяснилось, что в зависимости от условий реализуются две сверхтекучие фазы, названные по аналогии с объемным ^3He фазами А-типа и В-типа. Следует, однако, отметить, что между фазовыми диаграммами "обычного" объемного ^3He и ^3He в аэрогеле имеется качественное отличие. В слабом магнитном поле переход в фазу А-типа заметен только при охлаждении из нормальной фазы, причем эта фаза является метастабильной (штриховой линией на рис. 1 показана примерная линия перехода из переохлажденной фазы А-типа в фазу В-типа). При отогреве из фазы В-типа переход в фазу А-типа наблюдать не удается, и он происходит, видимо, только в непосредственной близости к температуре сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле (T_{ca}). В объемном ^3He А-фаза также может находиться в переохлажденном метастабильном состоянии, но, в отличие

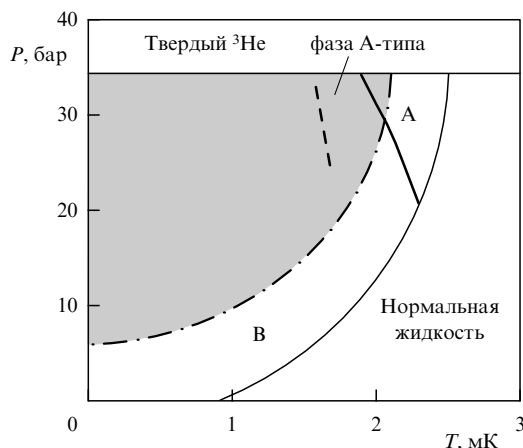


Рис. 1. Фазовая диаграмма чистого ^3He и ^3He в 98 %-ном аэрогеле в слабом магнитном поле. Область сверхтекучести ^3He в аэрогеле заштрихована. Штриховой линией отмечена линия переходов из переохлажденной фазы А-типа в фазу В-типа при охлаждении образца.

от ^3He в аэрогеле, область ее переохлаждения сравнима с областью ее существования в равновесном состоянии (на рис. 1 показана равновесная линия перехода А – В).

Эксперименты в аэрогеле можно проводить как с чистым ^3He , так и в присутствии небольшого количества ^4He . В первом случае на сигнал ядерного магнитного резонанса (ЯМР) заметное влияние оказывает парамагнитный твердый ^3He , который покрывает поверхность нитей двумя монослоями (из-за ван-дер-ваальсовского взаимодействия) и имеет большую магнитную восприимчивость при сверхнизких температурах. В результате этого в районе сверхтекучего перехода сигнал ЯМР от твердых монослоев в несколько раз превышает сигнал от жидкого гелия, восприимчивость которого не зависит от температуры, что усложняет интерпретацию ЯМР-экспериментов. Добавление ^4He приводит к тому, что твердый ^3He замещается немагнитным ^4He и сигнал ЯМР уже полностью определяется жидким ^3He . Установлено, что присутствие ^4He не меняет вид фазовой диаграммы, т.е. можно ожидать, что и внутренние свойства сверхтекучих фаз ^3He в аэрогеле не меняются, хотя ^4He и может оказывать влияние на пространственное распределение (текстуру) параметра порядка или, например на динамику перехода между сверхтекучими фазами [8].

Измерения магнитной восприимчивости, проведенные в аэрогеле с добавкой ^4He [4, 9], показали, что в фазе В-типа магнитная восприимчивость падает при понижении температуры, а в фазе А-типа она от температуры не зависит. Такое поведение восприимчивости свойственно многим фазам, в принципе, возможным для куперовского спаривания со спином 1, и не позволяет однозначно судить о структуре параметра порядка. Было, однако, сделано естественное предположение, что фаза В-типа является аналогом В-фазы объемного ^3He , в которой восприимчивость ведет себя аналогично, а фаза А-типа — аналогом А-фазы объемного ^3He , где восприимчивость не зависит от температуры.

Целью наших экспериментов, о которых пойдет речь далее, явилось получение новых сведений о сверхтекучем ^3He в аэрогеле, которые бы позволили провести однозначную идентификацию сверхтекучих фаз. Часть из

полученных результатов описана в работах [10, 11]. Ниже мы ограничимся описанием экспериментов в случае, когда поверхность нитей аэрогеля была покрыта достаточным количеством ^4He (по нашим оценкам, от 2 до 4 монослоев). Эксперименты проводились методами импульсного и непрерывного ЯМР в магнитных полях от 284 до 1082 Э (соответствующие частоты ЯМР от 922 кГц до 3,51 МГц) при давлении в экспериментальной ячейке 25,5 бар. Необходимая температура достигалась при помощи криостата ядерного размагничивания. Экспериментальная камера была изготовлена из эпоксидной смолы "Stycast-1266" и имела две ячейки одинаковой цилиндрической формы (внутренние размеры: диаметр 5,3 мм, высота 5,6 мм), соединенных с теплообменником ступени ядерного размагничивания длинными (1 см) и узкими (диаметр 1 мм) каналами (рисунок камеры приведен в [10]). Первая ячейка (ячейка 1) была практически полностью заполнена образцом 98 %-ного аэрогеля (были оставлены зазоры $\sim 0,15$ мм между аэрогелем и стенками ячейки), а во второй ячейке (ячейка 2) образец аэрогеля имел форму таблетки диаметром 5 мм и высотой $\sim 2,4$ мм и размещался примерно посередине ячейки (расстояние между верхней поверхностью таблетки и внутренней поверхностью крышки ячейки составляло $\sim 1,8$ мм). Внешнее магнитное поле было направлено параллельно осям ячеек.

2. Эксперименты в фазе В-типа

В объемном ^3He для идентификации В-фазы, структура параметра порядка которой была предложена Бальяном и Вертхаммером [12], чрезвычайно эффективным оказался метод импульсного ЯМР. Параметром порядка фазы Бальяна – Вертхаммера является матрица $\mathbf{R}(\mathbf{n}, \theta)$, описывающая поворот спинового пространства относительно орбитального вокруг единичного вектора $\mathbf{n}$ на некоторый угол θ . Энергия, связанная с диполь-дипольным взаимодействием спинов в куперовской паре, пропорциональна $(1 + 4 \cos \theta)^2$ и минимальна, когда $\theta = \theta_0 = \arccos(-1/4) \approx 104^\circ$. При углах отклонения намагниченности $\beta < \theta_0$ происходит совместная прецессия намагниченности $\mathbf{M}$ и вектора $\mathbf{n}$, причем, если не учитывать энергию, связанную со взаимодействием параметра порядка со стенками сосуда, $\mathbf{n}$ прецессирует, как и $\mathbf{M}$, вокруг внешнего магнитного поля ($\mathbf{H}$), а мгновенная ориентация $\mathbf{n}$ определяется условием минимума дипольной энергии. В этом случае дипольный момент, действующий на спин, равен нулю, и частота прецессии равна ларморовской частоте (ω_L). Если $\beta > \theta_0$, то нет такой ориентации $\mathbf{n}$, при которой дипольный момент равен нулю, и возникает положительный сдвиг частоты от ларморовского значения [13]:

$$\omega = \omega_L - \frac{4\Omega_B^2}{15\omega_L} (1 + 4 \cos \beta),$$

где Ω_B — леггеттовская частота, характеризующая величину дипольного взаимодействия. Зависимость частоты ЯМР от угла отклонения намагниченности с особенностью при $\beta \approx 104^\circ$ является характерной только для фазы Бальяна – Вертхаммера. Поэтому для проверки предположения о том, что фаза В-типа имеет структуру параметра порядка Бальяна – Вертхаммера (т.е. соответствует В-фазе объемного ^3He), мы провели измерения зависимости частоты свободной прецессии от β в

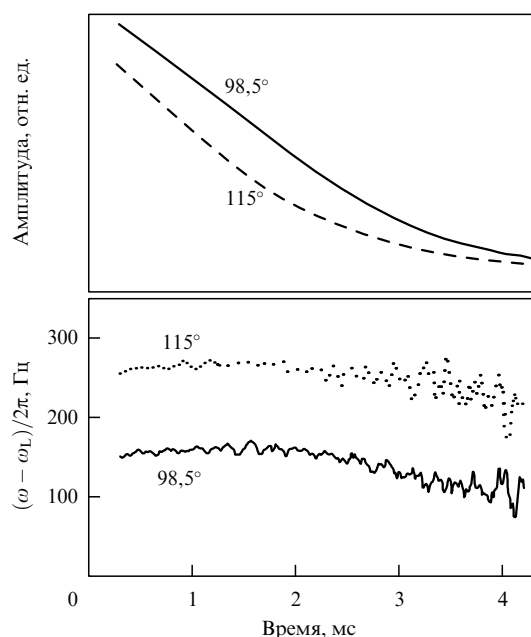


Рис. 2. Зависимости амплитуды и частоты сигнала индукции от времени для начальных углов отклонения намагниченности $98,5^\circ$ и 115° в ^3He в аэрогеле (ячейка 1). $H = 1,01$ кЭ, $T \approx 0,83T_{\text{ca}}$.

фазе В-типа. На образец (ячейка 1) подавался короткий импульс на частоте ЯМР, отклоняющий намагниченность на некоторый угол. Сигнал свободной прецессии (индукции) записывался в память компьютера и определялась зависимость его частоты и амплитуды от времени. Фазовые переходы в ^3He в аэрогеле были хорошо заметны по изменению частоты и длительности сигнала индукции при подаче малых отклоняющих импульсов ($\beta < 20^\circ$). При охлаждении через точку сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле ($T_{\text{ca}} \approx 0,76T_c$, где $T_c = 2,37$ мК — температура перехода в объемном ^3He) наблюдалось два последовательных перехода. Сначала происходил переход в фазу А-типа, где для малых β сдвиг частоты от ларморовского значения был отрицателен, а затем (при температуре $\sim 0,85T_{\text{ca}}$) возникала фаза В-типа, в которой сдвиг частоты положителен для любых β . При отогреве из фазы В-типа наблюдался только один переход при $T = T_{\text{ca}}$, причем величина сдвига частоты сигнала менялась пропорционально $(1 - T/T_{\text{ca}})$.

На рисунке 2 приведены зависимости амплитуды и частоты сигналов индукции от времени, полученные в фазе В-типа для разных отклоняющих импульсов при фиксированной температуре. Полученные зависимости частоты от времени экстраполировались в начальный момент (непосредственное измерение частоты при $t = 0$ невозможно из-за мертвого времени приемной схемы) и определялась зависимость $\omega = \omega(\beta)$ (рис. 3). Особенность на рис. 3 при $\beta \approx 104^\circ$ однозначно указывает на то, что фаза В-типа является аналогом В-фазы объемного ^3He . Тот факт, что при $\beta < \theta_0$ сдвиг частоты отличен от нуля, можно объяснить следующим образом. В объемном невозмущенном ^3He -В на ориентацию $\mathbf{n}$ заметное влияние оказывают стенки ячейки. В равновесии вблизи стенки, ориентированной параллельно $\mathbf{H}$, вектор $\mathbf{n}$ отклонен от $\mathbf{H}$ на угол $\sim 63^\circ$. В случае линейного непрерывного ЯМР, когда угол β мал, прецессия $\mathbf{n}$ происходит не вокруг $\mathbf{H}$, а вокруг равновесного

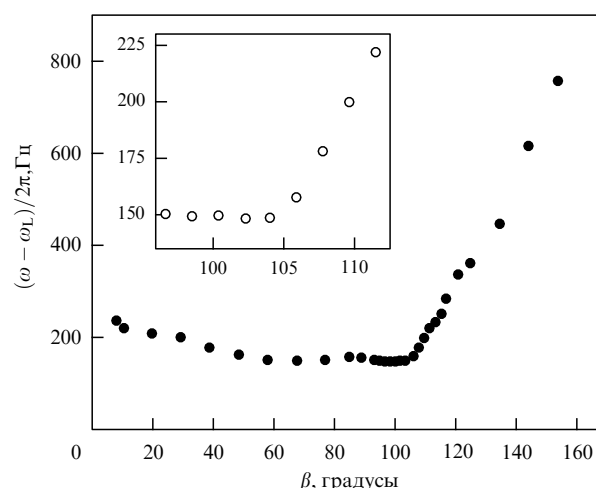


Рис. 3. Начальная частота сигнала индукции в ^3He в аэрогеле (ячейка 1) в зависимости от угла отклонения. На вставке более подробно показана область углов отклонения, близких к 104° . $H = 1,01$ кЭ, $T \approx 0,83T_{\text{ca}}$.

положения $\mathbf{n}$, что приводит к ненулевому дипольному моменту и, соответственно, к сдвигу частоты. В результате линия поглощения имеет характерный несимметричный вид: пик на ларморовской частоте и длинный "хвост", простирающийся в область больших частот и определяемый текстурой $\mathbf{n}$. Обычно в условиях импульсного ЯМР (т.е. при больших β) происходит текстурный переход, и во всем объеме прецессия $\mathbf{n}$ и $\mathbf{M}$ происходит так же, как в отсутствии стенок [14]. Критический угол, при котором происходит этот переход, определяется, в частности, геометрией сосуда, и если размеры сосуда малы, то он может быть достаточно большим. Пространственные неоднородности аэрогеля оказывают сильное влияние на равновесную текстуру $\mathbf{n}$ (т.е. играют роль дополнительных стенок), что видно из сигналов линейного непрерывного ЯМР, где высокочастотный "хвост" линии ЯМР имеет заметно большую интенсивность, чем в объемном ^3He при этих же условиях. Таким образом, текстура параметра порядка ^3He в аэрогеле более жесткая, чем в объемном ^3He в сосуде тех же размеров, и даже при больших β упомянутый выше текстурный переход, видимо, не происходит (или происходит только в части образца).

Важным свойством В-фазы объемного ^3He является возможность протекания бездиссипативных сверхтекучих спиновых токов (спиновых сверхтоков). Вместе с характерной зависимостью частоты ЯМР от β это приводит к возможности формирования однородно прецессирующего домена (ОПД) [15]. Во всем объеме ОПД намагниченность отклонена на угол, немного превышающий θ_0 , и прецессирует синфазно даже в неоднородном внешнем магнитном поле. Постоянство частоты прецессии во всем объеме достигается за счет того, что пространственное распределение β обеспечивает в каждой точке необходимый сдвиг частоты, компенсирующий неоднородность магнитного поля. Спиновые сверхтоки обеспечивают устойчивость ОПД: нарушения однородности прецессии приводят к протеканию токов, восстанавливающих однородность. ОПД можно сформировать и поддерживать при помощи непрерывного ЯМР [16]. Пусть к образцу ^3He -В, расположенному

в замкнутой ячейке, приложено радиочастотное (РЧ) поле частотой ω_{RF} , и имеется однородный градиент внешнего постоянного магнитного поля $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + z\nabla H$, направленный по оси z (причем ω_{RF} меньше минимальной по образцу ларморовской частоты). Будем теперь уменьшать однородную составляющую постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$. В некоторый момент времени на границе образца ($z = 0$) будет выполнено резонансное условие $\omega_{\text{RF}} = \omega_L(z = 0)$, и если амплитуда РЧ поля достаточно велика ($\sim 0,01$ Э в условиях наших экспериментов), то угол отклонения намагниченности в этой области может достичь и превысить 104° . В результате в этом районе сформируется ОПД, и его размер будет увеличиваться, причем координата доменной стенки z_w , разделяющей ОПД и область, где намагниченность находится в состоянии, близком к равновесию, задается условием $\omega_{\text{RF}} = \omega_L(z_w)$. При дальнейшем уменьшении $\mathbf{H}_0$ ОПД может заполнить всю ячейку. По мере увеличения длины ОПД скорость продольной магнитной релаксации в объеме ОПД растет (в частности, увеличение локальных сдвигов частот от ларморовских значений приводит к ускорению релаксации по механизму Леггетта и Такаги [17]) и, наконец, ОПД разрушается. Если при некоторой длине ОПД РЧ поле выключить, то размер ОПД будет уменьшаться со скоростью, определяемой магнитной релаксацией. Сфазированность прецессии при этом сохраняется, и наблюдается долгоживущий сигнал индукции (ДСИ), т.е. сигнал, длительность которого намного больше, чем время расфазировки, задаваемое градиентом внешнего поля. Мгновенная частота ДСИ равна ларморовскому значению в месте, где находится доменная стенка и по мере релаксации она уменьшается до значения $\omega_L(z = 0)$.

Образование ОПД в В-фазе ^3He в аэрогеле удалось наблюдать в обеих ячейках, упомянутых выше. На рисунке 4 приведены сигналы ЯМР, полученные в ячейке 2 при уменьшении $\mathbf{H}_0$ при разных амплитудах РЧ поля (на оси абсцисс приведена условная координата, определяемая из соотношения $z = (\gamma H - \omega_{\text{RF}})/\gamma \nabla H$, которая

равна координате доменной стенки, если ОПД не заполняет ячейку полностью). При амплитуде РЧ поля $\sim 0,006$ Э ОПД не образуется (штриховой линией показан сигнал, для наглядности увеличенный в 4 раза), хотя небольшой выброс вблизи значения $z = 0$ указывает на попытку его образования. При амплитуде РЧ поля $\sim 0,01$ Э (сплошная линия) форма и амплитуда линии ЯМР качественно изменяются. Это связано с формированием ОПД, который по мере изменения $\mathbf{H}_0$ сначала образуется в объемном ^3He , затем увеличивает свою длину, входит в аэрогель и, наконец, заполняет всю ячейку. Перегибы на линии ЯМР при $z \approx 1,8$ мм и $z \approx 4,2$ мм, очевидно, связаны с прохождением доменной стенки через границы аэрогель–объем. На вставке рис. 4 показан ДСИ (запись из памяти цифрового осциллографа), полученный после того, как в ячейке был "выращен" ОПД длиной $\sim 4,9$ мм и РЧ поле было выключено. Характеристики этого сигнала соответствуют ожидаемым: частота плавно уменьшается до значения $\omega_L(z = 0)$, а длительность порядка 200 мс, что много больше, чем время расфазировки, задаваемое градиентом внешнего поля ($\sim 0,7$ мс в данном случае).

3. Эксперименты в фазе А-типа

Магнитная восприимчивость А-фазы объемного ^3He не зависит от температуры, т.е. в ней отсутствуют пары с равной нулю проекцией спина на направление магнитного поля. Считается, что параметр порядка А-фазы соответствует предложенному Андерсоном, Бринкманом и Морелом (см., например, [1]). При этом дипольная энергия пропорциональна $-(\mathbf{l} \cdot \mathbf{d})^2$, где $\mathbf{l}$ и $\mathbf{d}$ — общие для макроскопического объема ^3He векторы, описывающие ориентацию орбитального и спинного момента пар. В равновесии и при отсутствии стенок $\mathbf{d} \perp \mathbf{M}$ и (из условия минимальности дипольной энергии) $\mathbf{d} \parallel \mathbf{l}$. В условиях ЯМР движения намагниченности (и, соответственно, движения $\mathbf{d}$) приводят к ненулевому дипольному моменту уже при малых β [18]:

$$\omega = \omega_L + \frac{\Omega_A^2}{8\omega_L} (1 + 3 \cos \beta),$$

где Ω_A — леггеттовская частота для А-фазы. При малых β сдвиг частоты положителен и меняет знак при $\beta = \arccos(-1/3) \approx 109^\circ$. Измерения восприимчивости [4], показывают, что в фазе А-типа в ^3He в аэрогеле также происходит спаривание с одинаковыми спинами, т.е. отсутствуют пары с равной нулю проекцией спина на направление магнитного поля. Зависимость же частоты ЯМР от угла отклонения намагниченности имеет совсем другой вид. При малых β наблюдается отрицательный сдвиг частоты [4], величина которого начинает уменьшаться при увеличении β , и при углах, больших $\sim 90^\circ$, сдвиг становится положительным [11]. Отрицательный сдвиг частоты для малых β может, в принципе, наблюдаться в А-фазе [19] в условиях специальной ограниченной геометрии. Стенки ячейки в равновесии ориентируют $\mathbf{l}$ под углом 90° к поверхности в узком слое порядка так называемой дипольной длины $l_d \sim 10^{-3}$ см. Соответственно в узкой щели, ориентированной перпендикулярно к $\mathbf{H}$, $\mathbf{d} \perp \mathbf{l}$ и дипольная энергия максимальна. Анализ уравнений движения приводит в этом случае к отрицательному сдвигу частоты. Если предположить, что аэрогель заметно влияет на текстуру $\mathbf{l}$, но в среднем

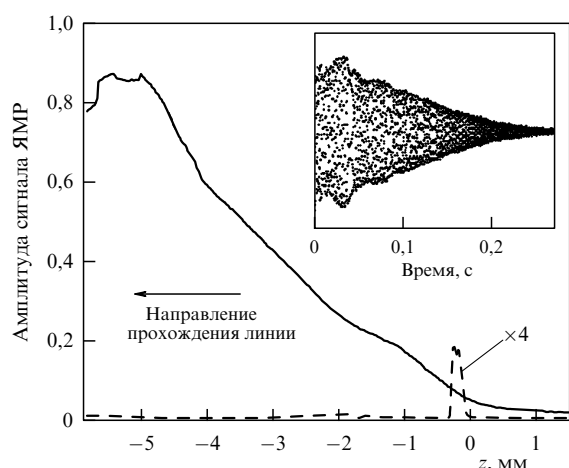


Рис. 4. Амплитуда сигналов непрерывного ЯМР в ячейке 2 при разных амплитудах РЧ поля (h). Сплошная линия — $h \sim 0,01$ Э, штриховая линия — $h \sim 0,006$ Э (для наглядности данные, представленные штриховой линией, умножены на 4). На вставке показан ДСИ после выключения РЧ поля при длине ОПД $\sim 4,9$ мм, выращенного при $h \sim 0,01$ Э. $\nabla H = 0,94$ Э см^{-1} , $H = 284$ Э, $T \approx 0,66 T_{\text{ca}}$.

его анизотропия мала (на это указывают ЯМР-эксперименты, в которых поле $\mathbf{H}$ можно было поворачивать [20]), то после усреднения по всевозможным направлениям $\mathbf{I}$ дипольный момент, действующий на спин, оказывается равным нулю, т.е. частота ЯМР в А-фазе ^3He в аэрогеле не должна быть сдвинута от ларморовского значения. Отметим также, что отрицательный сдвиг частоты при малых β наблюдается на разных образцах (и никогда не наблюдается положительный сдвиг частоты). Например, наши образцы аэрогеля были выращены в Делавэрском университете (Ньюарк, США), что отличает их от образцов, использованных в работах [4, 20].

Таким образом, свойства ЯМР фазы А-типа не дают окончательного ответа на вопрос о ее идентификации. Недавно в теоретической работе [21] было показано, что, по крайней мере в непосредственной близости к температуре сверхтекучего перехода, аксипланарная фаза в присутствии аэрогеля более выгодна, чем А-фаза. Экспериментальные данные по измерению магнитной восприимчивости не противоречат этой возможности.

4. Заключение

Проведенные эксперименты не оставляют сомнений в том, что сверхтекучая фаза В-типа ^3He в аэрогеле соответствует фазе Бальяна–Вертхамера (т.е. В-фазе объемного ^3He). Показано также, что, как и в объемном ^3He -В, спиновые сверхтоки в ^3He -В в аэрогеле играют важную роль в спиновой динамике. Что касается фазы А-типа, то современные экспериментальные данные пока не позволяют провести ее идентификацию. Здесь возможной альтернативой А-фазе является аксипланарная фаза.

Мы признательны И. Фомину, Дж. Парпия и Ю. Бунькову за полезные обсуждения. Работа выпол-

нена благодаря поддержке CRDF (грант RP1-2098), РФФИ (грант 00-02-17514) и Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

Список литературы

1. Vollhardt D, Wölfle P *The Superfluid Phases of ^3He* (London: Taylor & Francis, 1990)
2. Porto J V, Parpia J M *Phys. Rev. Lett.* **74** 4667 (1995)
3. Sprague D T et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 661 (1995)
4. Barker B I et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2148 (2000)
5. Gervais G et al. *Phys. Rev. B* **66** 054528 (2002)
6. Porto J V, Parpia J M *Phys. Rev. B* **59** 14583 (1999)
7. Alles H et al. *Physica B* **255** 1 (1998)
8. Dmitriev V V et al. "Experiments on A-like to B-phase transitions of ^3He confined to aerogel" *Physica B* (2003) (в печати)
9. Sprague D T et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4568 (1996)
10. Дмитриев В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 371 (2002)
11. Dmitriev V V et al. "Pulsed NMR experiments in superfluid ^3He confined in aerogel" *Physica B* (2003) (в печати)
12. Balian R, Werthamer N R *Phys. Rev.* **131** 1553 (1963)
13. Brinkman W F, Smith H *Phys. Lett. A* **53** 43 (1975); Osheroff D D, Corruccini L R, in *Proc. of the 14th Intern. Conf. on Low Temperature Physics, LT-14* Vol. 1 (Ed. M Krusius, M Vuorio) (Amsterdam: North-Holland, 1975) p. 100
14. Боровик-Романов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **37** 600 (1983); Голо В Л, Леман А А, Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **38** 123 (1983)
15. Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **88** 2025 (1985); Фомин И А *ЖЭТФ* **88** 2039 (1985)
16. Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **96** 956 (1989)
17. Leggett A J, Takagi S *Ann. Phys. (New York)* **106** 79 (1977)
18. Brinkman W F, Smith H *Phys. Lett. A* **51** 449 (1975); Osheroff D D, Corruccini L R *Phys. Lett. A* **51** 447 (1975)
19. Ahonen A I, Krusius M, Paalanen M A *J. Low Temp. Phys.* **25** 421 (1976)
20. Barker B I et al. *J. Low Temp. Phys.* **113** 635 (1998)
21. Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **77** 285 (2003)