

МАГНИТНОЕ СЖАТИЕ ДВУМЕРНОГО СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

А.И.Сафонов, С.А.Васильев, И.С.Ясников, И.И.Лукашевич, С.Яаккола¹⁾

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 мая 1995 г.

Осуществлено сжатие в сильно неоднородном магнитном поле спин-поляризованного атомарного водорода, адсорбированного на поверхности жидкого ^4He , до плотности, приближающейся к точке фазового перехода Березинского – Костерлица – Таулеса. Представлен метод детектирования адсорбированных атомов H, основанный на измерении времени жизни малой искусственной примеси атомов смешанного состояния a в дважды поляризованном образце водорода (b -состояние).

1. Сжатие малой части образца в потенциальной яме, созданной неоднородным магнитным полем, было предложено Каганом и Шляпниковым [1] как путь достижения бозе-эйнштейновской конденсации в газе спин-поляризованного атомарного водорода ($H\downarrow$). Мы использовали эту идею для получения высокой плотности атомов водорода, адсорбированных на поверхности гелия, с целью достижения фазового перехода Березинского – Костерлица – Таулеса (БКТ) в состоянии двумерной сверхтекучести. Этот переход имеет место при условии [2]

$$\sigma_s \lambda_{th}^2 = 4; \quad \lambda_{th}^2 = \frac{2\pi\hbar^2}{mT}, \quad (1)$$

где σ_s – плотность сверхтекучей компоненты двумерного газа, близкая к полной плотности, σ ; λ_{th} – тепловая длина волны где Бройля; m – масса атома; T – температура газа. При переходе σ должна возрасть примерно вдвое до значения, отвечающего уравнению (1) [3] а константа определяющей распад образца трехчастичной дипольной рекомбинации K_{bbb} уменьшаться в 6 раз [4,5]. Значит, полная скорость рекомбинации $L \propto K_{bbb}\sigma^3$ изменяется незначительно и как таковая не может быть использована для надежного обнаружения перехода. Следовательно, необходимо определять L и σ независимо.

В наших экспериментах сжатие двумерного газа атомов водорода до высокой плотности осуществлялось в потенциальной яме малого размера, образованной неоднородным магнитным полем на поверхности пленки сверхтекучего ^4He , покрывающей полюс миниатюрного диспрозиевого концентратора магнитного потока. Был разработан метод определения поверхностной плотности атомов H. Он основан на импульсном возбуждении ядерного перехода $b \rightarrow a$ с последующим детектированием тепла, выделяющегося при индуцированной таким образом обменной рекомбинации.

2. На рис.1 показана схема рабочей камеры. Она располагалась в центре сверхпроводящего соленоида в поле $B_0 = 4,57$ Тл. Для измерения и стабилизации температуры камеры $T_{cell} = 100..200$ мК использовались два пленочных

¹⁾S.Jaakkola, Wihuri Physical Laboratory, University of Turku, Turku 20500, Finland.

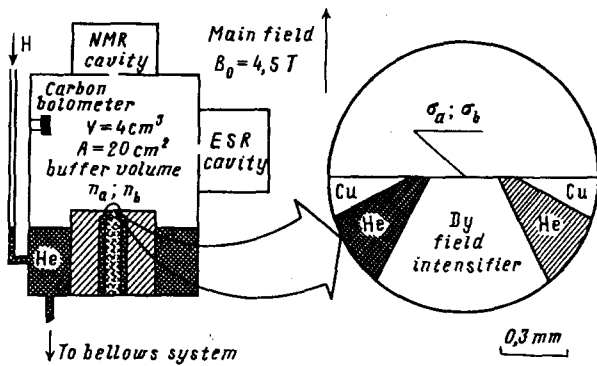


Рис.1. Схема экспериментальной камеры. На вставке показано устройство магнитного пятна

термометра. Один из них – изготовленный из угольного коллоида Aquadag [6], был погружен в жидкий гелий внутри камеры и использовался для термостабилизации. Другой, RuO_2 -резистор, закрепленный на наружной стенке камеры, был откалиброван по термометру плавления ^3He и точечному эталону SRM 768 на основе ряда сверхпроводящих переходов. Это позволило обеспечить стабильность температуры в пределах $\pm 5 \mu\text{K}$ при абсолютной точности измерения лучше 1 мК. Атомы H, поступающие из низкотемпературного диссоциатора, накапливались в буферном объеме $V = 4 \text{ cm}^3$ с площадью поверхности $A = 20 \text{ cm}^2$.

При указанной температуре преимущественное выгорание атомов смешанного состояния $|a\rangle = |\downarrow\uparrow\rangle - \epsilon|\uparrow\downarrow\rangle$ быстро приводит к формированию дважды поляризованного, по электронному и ядерному спинам, образца водорода, состоящего почти только из атомов в чистом состоянии $|b\rangle = |\downarrow\uparrow\rangle$ (здесь $\epsilon \approx A_s/4\mu B$ – параметр примеси, A_s – постоянная сверхтонкой структуры, а стрелки \downarrow (\uparrow) и \uparrow (\downarrow) обозначают проекции электронного и ядерного спинов на направление внешнего магнитного поля B). Для получения большей ядерной поляризации, то есть большей величины отношения n_b/n_a плотностей в разреженном буферном объеме, на стенки камеры был напылен слой H_2 , что существенно замедляет процесс ядерной релаксации $b \rightarrow a$ на магнитных примесях, содержащихся в стенках. Плотности n_a и n_b ($n = n_a + n_b$) измерялись с точностью $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ гомодинным ЭПР-спектрометром [6].

Для определения полной скорости рекомбинации в камере в ней был установлен болометр на основе угольного коллоида Aquadag [6]. Использование болометра основано на том, что при поверхностной рекомбинации лишь $\sim 1\%$ энергии $D = 4,6 \text{ эВ}$ выделяется в пленке гелия непосредственно в месте элементарного акта [7]. Основная же часть уносится высоковозбужденными молекулами H_2 и распределяется равномерно по всей поверхности камеры, включая болометр. Температура болометра T_{bolo} определяется мощностью рекомбинационного разогрева и разогрева измеряющим током, а также тепловым контактом со стенками камеры. Последний складывается из теплопроводности риплонов пленки гелия, покрывающей подводящие провода, и аккомодации атомов водорода, находящихся в камере. Тепловая связь с камерой и величина измеряющего тока были выбраны так, чтобы изменение сопротивления болометра было линейно по мощности разогрева во всем диапазоне измеряемой скорости рекомбинации.

Сжатие двумерного газа атомов водорода осуществлялось на малом пятне на поверхности пленки ^4He , покрывающей полюс диспрозицевого концентратора магнитного потока диаметром 300 мкм (рис.1). Форма концентратора была выбрана так, чтобы обеспечить наиболее близкое к ступенчатому распределению дополнительного магнитного поля ΔB по поверхности полюса. Изменяя с помощью сильфонной системы уровень гелия в камере, мы могли закрывать область максимального поля и, следовательно, прекращать сжатие. Таким же образом закрывалось отверстие напуска водорода в камеру. Уровень гелия в камере контролировался емкостным датчиком с точностью в несколько микрон. Во избежание неоднозначности энергии адсорбции E_a атомов водорода, ^4He , находящийся в камере, был предварительно очищен от естественной примеси ^3He путем пропускания его через сверхтечь и градиенты температуры, отбрасывающие нормальную компоненту.

Подавая короткими (1..30 мс) импульсами СВЧ мощность в ЯМР-резонатор с частотой 910 МГц, пристыкованный к камере, мы индуцировали переход малой (до 4%) доли дважды поляризованного образца в состояние a . Возникающая при этом дополнительная обменная рекомбинация $a + b \rightarrow \text{H}_2$ вызывает появление пика на сигнале болометра. Время релаксации сигнала болометра к прежнему значению есть время жизни дополнительных a -атомов τ и непосредственно связано с поверхностной плотностью b -атомов σ_b а том месте, где в основном происходит обменная рекомбинация [8].

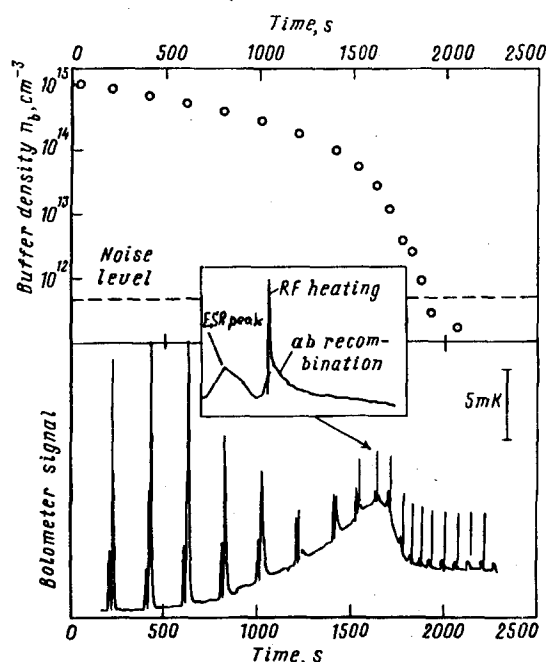


Рис.2. Показания ЭПР-спектрометра и болометра в процессе распада образца с открытым магнитным пятном при $T_{\text{cell}} = 160 \text{ мК}$

Данные типичного эксперимента при температуре камеры 160 мК представлены на рис.2. В верхней части показана эволюция плотности b -атомов в буферном объеме, измеренная ЭПР-спектрометром в процессе распада образца при открытом пятне. Плотность a -атомов в этом эксперименте была ниже уровня шума спектрометра. В нижней части рисунка показана эволюция тем-

пературы болометра. Первый из каждой пары пиков на сигнале болометра (см. вставку) вызван рекомбинацией атомов верхнего состояния $|c\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle + \epsilon|\downarrow\downarrow\rangle$, образующихся при прохождении через резонансные условия $b \rightarrow c$ перехода при измерении n_b ЭПР-спектрометром [6]. После измерения объемной плотности мы подавали короткий импульс СВЧ-мощности в ЯМР-резонатор, переворачивая небольшую долю ядерных спинов атомов b . На вставке виден соответствующий короткий тепловой импульс, связанный с СВЧ-разогревом, и следующий за ним гораздо более длинный "хвост", вызванный обменной рекомбинацией созданных таким образом дополнительных a -атомов. За время релаксации пика n_b практически не меняется. Значит, остается постоянной и чувствительность болометра, и изменение его температуры оказывается пропорциональным полной скорости убыли атомов в камере. Таким образом, мы получаем набор времен релаксации ЯМР-пиков τ в зависимости от n_b , который и используется в дальнейшем для определения плотности атомов, адсорбированных на пятне.

3. Мы исследовали зависимость τ от n_b при открытом и закрытом пятне при различных температурах камеры. При закрытом пятне имеет место $\tau^{-1} = K_{ab}^{eff} n_b$. Температурная зависимость эффективной константы рекомбинации [9]

$$K_{ab}^{eff} = \frac{A}{V} \lambda_{th} K_{ab}(B_0) \exp\left(\frac{2E_a}{T_{cell}}\right), \quad K_{ab} \sim \frac{\sqrt{T}}{B^2}, \quad (2)$$

позволяет определить энергию адсорбции атомов водорода на ^4He $E_a = 1,03(3)$ К и константу обменной рекомбинации $K_{ab} = 1,9(5) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1/2}$ в поле $B_0 = 4,57$ Тл, что согласуется с результатами других групп [9]. Это наиболее прямой способ определения K_{ab} , так как в отличие от всех предыдущих измерений влияние на время τ посторонних процессов, таких как aa -рекомбинация и ядерная релаксация, пренебрежимо мало.

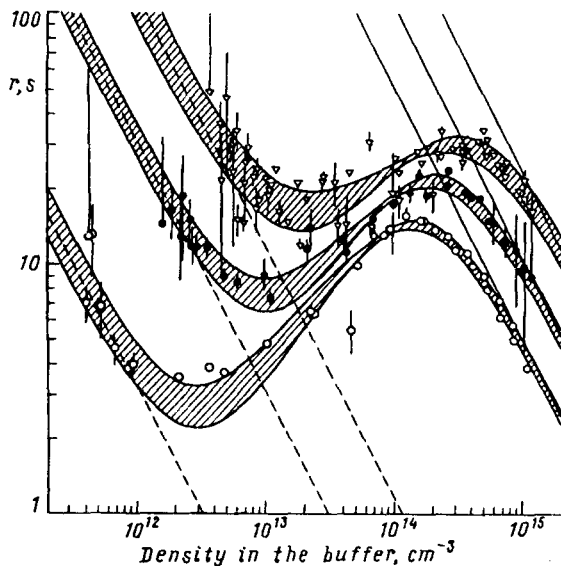


Рис.3. Зависимость $\tau(n_b)$ при открытом пятне для трех температур камеры 160 (o), 170 (•) и 180 мК (∇). Сплошные линии отвечают закрытому пятну, штриховые – неперегретому открытому пятну в случае идеального больцмановского газа. Полосы есть результат подгонки полуэмпирическим выражением, справедливым в пределах высоких и низких значений n_b .

Зависимость τ от n_b при открытом пятне показана на рис.3. При низкой плотности рекомбинация на пятне идет медленно, тепловыделение невелико,

и температура пятна равна температуре камеры: $T_{spot} = T_{cell}$. Поэтому снова имеем $\tau^{-1} \sim n_b$. Разделяя вклады в τ^{-1} магнитного пятна и остальных стенок камеры $(\tau^{-1})_{spot} = \tau^{-1} - (\tau^{-1})_{cell}$, в пределе низких плотностей можно записать:

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)_{spot} = \frac{A_{spot}}{V} \lambda_{th} K_{ab}(B_0 + \Delta B) \exp\left(\frac{2E_a + 2\mu\Delta B}{T_{cell}}\right) n_b, \quad (3)$$

где $A_{spot} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ – плотность пятна. Температурная зависимость коэффициента при n_b в правой части позволяет определить дополнительное поле на пятне $\Delta B = 2, 11(1) \text{ Тл}$. С ростом плотности растет и скорость рекомбинации на пятне, приводя к его перегреву. Это видно по отклонению зависимости $\tau(n_b)$ от обратной пропорциональности. Дальнейший рост температуры пятна с повышением плотности делает его практически "невидимым", так как обменная рекомбинация дополнительных a -атомов происходит в основном на остальных стенках камеры. В этом случае τ приближается к своему значению при закрытом пятне.

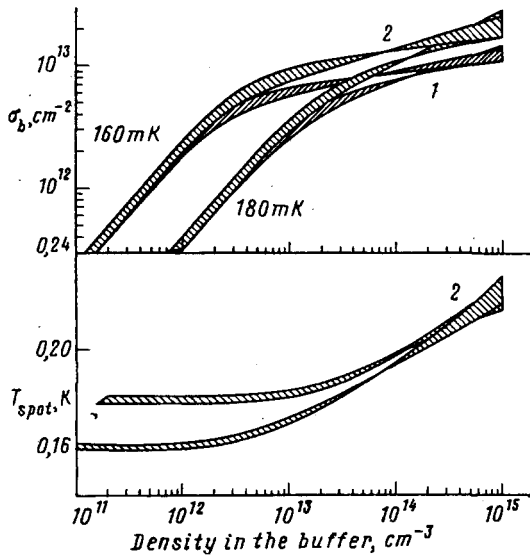


Рис.4. Плотность и температура двумерного газа H_2 на поверхности пятна для двух температур камеры. Ширина полос отвечает экспериментальному разбросу τ

Одновременное измерение τ и n_b позволяет определить поверхностную плотность b -атомов на пятне, даже когда его температура вследствие перегрева отличается от температуры камеры, поскольку

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)_{spot} = \frac{A_{spot}}{V} K_{ab} \sigma_b \frac{\sigma_a}{n_a}, \quad (4)$$

где $K_{ab} = K_{ab}(B_0 + \Delta B)$ и в классическом пределе $\sigma_a/n_a = \sigma_b/n_b$. Вычисленные таким образом значения поверхностной плотности приведены на рис.4 (кривые 1). Нетрудно видеть, что при высокой плотности в буферном объеме n_b двумерный газ оказывается близким к вырождению: $\sigma_b \lambda_{th}^2 \sim 1$. В этом случае необходимо пользоваться изотермой адсорбции, учитывающей бозе-статистику и взаимодействие атомов водорода. Использование выражений, полученных

Свистуновым и др. [3] приводит к системе уравнений для σ_b и температуры пятна T_{spot} :

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)_{spot} = \frac{A_{spot}}{V n_b} K_{ab} \sigma_b \lambda_{th}^{-2} (1 - e^{-\sigma_b \lambda_{th}^2}), \quad (5)$$

$$T_{spot} = (E_a + \mu \Delta B - 2U \sigma_b) \ln^{-1} \left(\frac{1 - e^{-\sigma_b \lambda_{th}^2}}{n_b \lambda_{th}^3} \right), \quad (6)$$

где $U = 5 \cdot 10^{-15}$ К·см² – эффективный потенциал взаимодействия атомов водорода на поверхности. Численное решение этой системы для экспериментальных данных τ и n_b и измеренных значений E_a и ΔB показано на рис.4 (кривая 2). Видно, что максимальное значение поверхностной плотности, достигнутое в наших экспериментах, составляет $\sigma_b = 2, 2(5) \cdot 10^{13}$ см⁻² при температуре двумерного газа $T_{spot} = 225(7)$ мК. Это отвечает значению параметра вырождения $\sigma_b \lambda_{th}^2 \approx 2$, вплотную приближающемуся к точке фазового перехода БКТ.

Определив таким образом σ_b , мы можем теперь найти и константу трехчастичной дипольной рекомбинации $K_{bbb} = L/(A_{spot} \sigma^3)$, так как скорость рекомбинации L измеряется болометром и ЭПР. Это дает величину константы $K_{bbb} = 1, 9(5) \cdot 10^{-24}$ см⁴·с⁻¹, практически постоянную во всем диапазоне плотностей, что подтверждает предположение о том, что именно дипольная рекомбинация на пятне определяет распад образца. Полученное значение константы согласуется с теорией [4,5] и экспериментальными результатами других групп [10].

В изложенном подходе мы неявно предполагали возможность усреднения плотности и температуры двумерного газа по поверхности пятна. Это основано на близости распределения магнитного поля к ступенчатому и подтверждается измерениями кинетических констант и результатами численного моделирования теплового баланса на пятне [8]. Далее, важно отметить, что динамическое равновесие в системе определяется скоростью обмена частицами между двумерным газом, адсорбированным на пятне, и разреженным буферным объемом, которая более чем на два порядка превосходит рекомбинационную убыль атомов.

4. В заключение следует подчеркнуть, что в данном эксперименте одновременно измерялись все параметры, необходимые для определения поверхностной плотности атомов водорода, а именно, энергия адсорбции E_a , кинетические константы K_{ab} и K_{bbb} и дополнительное магнитное поле на пятне ΔB .

Достигнутое в настоящей работе рекордное значение поверхностной плотности ограничено рекомбинационным перегревом уплотнения. Так как основным каналом отвода тепла является теплопроводность риплонов пленки гелия, дальнейшее увеличение плотности возможно при уменьшении характерного размера магнитного пятна.

Авторы благодарят А.Фролова, Е.Тюканова и П.Арвела за плодотворное сотрудничество и выражают признательность за финансовую поддержку настоящей работы Российскому фонду фундаментальных исследований (проект 93-02-2584), Международному научному фонду (грант MF1000) и Фонду Вихури. Описанные в данной работе измерения проводились в лаборатории им. Вихури Университета г.Турку, Финляндия.

1. Yu.Kagan and G.V.Shlyapnikov, *Phys. Lett.* **130A**, 483 (1988).
2. В.Л.Березинский. *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971); J.M.Kosterlitz and D.J.Thouless, *J. Phys. C6*, 1181 (1973).
3. В.В.Свистунов, Т.В.Нижманс, G.V.Shlyapnikov, and J.T.M.Walraven, *Phys. Rev.* **B43**, 13412 (1991).
4. Ю.Каган, И.А.Варганьянц, Г.В.Шляпников, *ЖЭТФ* **81**, 1113 (1981).
5. Ю.Каган, Б.В.Свистунов, Г.В.Шляпников, *ЖЭТФ* **93**, 552 (1987).
6. M.Mertig, E.Tjukanov, S.A.Vasilyev, A.Ya.Katunin, S.Jaakkola, *J. Low Temp. Phys.* assepted for publication.
7. S.A.Vasilyev, E.Tjukanov, M.Mertig, A.Ya.Katunin, S.Jaakkola, *Europhys. Lett.* **24**, 223 (1993); A.Matsubara et al. *Physica B194-196* 899 (1994); E.S.Meyer et al. *Phys. Rev.* **B50**, 9339 (1994).
8. A.I.Safonov, S.A.Vasilyev, I.S.Yasnikov, and I.I.Lukashevich, Preprint RRC "Kurchatov Institute", N°IAE-5836/9, Moscow, 1994.
9. См. обзор I.F.Silvera and J.T.M.Walraven, *Prog. in Low Temp. Phys.* **X**, Ed. Brewer D.F., Elsevier Sci. Publ., 1986, 179-370, Amsterdam, North-Holland.
10. R.Sprik, J.T.M.Walraven, G.H. van Yperen, and I.F.Silvera, *Phys. Rev.* **B34**, 6172 (1986).