

Когерентность и рекомбинация в двумерном атомарном водороде на поверхности сверхтекучего ^4He

А. И. Сафонов¹⁾, С. С. Демух, И. И. Сафонова, И. И. Лукашевич

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 сентября 2006 г.

Результаты экспериментов по достижению высоких степеней квантового вырождения в двумерном атомарном водороде ($2\text{D H}\downarrow$) методом магнитного сжатия анализируются с учетом современных данных о величине энергии связи $E_a = 1.14(1)$ К атомов водорода с поверхностью ^4He и константы K_{ab} двухчастичной обменной рекомбинации адсорбированных атомов H. Самосогласованным образом учитывается поведение парного и трехчастичного корреляторов, а также поперечная делокализация волновой функции адсорбированных атомов вследствие их взаимодействия друг с другом. Предложен новый механизм охлаждения области сжатия – за счет течения атомов H по поверхности гелия с последующим испарением и вылетом из магнитной ловушки. Этот механизм преобладает при высокой плотности, тогда как при низкой передача тепла происходит в основном за счет взаимодействия риплонов с фононами пленки гелия. Имеющиеся данные подтверждают достижение фазовой плотности $\sigma\lambda^2 \gtrsim 10$, заведомо превосходящей необходимую как для выстраивания локальной когерентности в $2\text{D H}\downarrow$, так и для его перехода в сверхтекучее состояние. Результаты согласуются с представлениями о квазиконденсации, однако прямых свидетельств этого явления не обнаруживают. “Очищенное” от эффектов квантовой корреляции и делокализации значение вероятности трехчастичной дипольной рекомбинации составляет $7(2) \cdot 10^{-26} \text{ см}^4 \cdot \text{с}^{-1}$ ($T = 0.15 \dots 0.21$ К, $B = 6.6$ Тл, $\sigma\lambda^2 = 1 \dots 9$). Проводится сравнение с другими теоретическими и экспериментальными данными.

PACS: 67.65.+z, 68.43.Mn, 68.65.–k, 82.20.Xr

В экспериментах по сжатию спин-поляризованного атомарного водорода, адсорбированного на поверхности жидкого гелия ($2\text{D H}\downarrow$), в миниатюрной магнитной ловушке [1] была достигнута рекордно высокая фазовая плотность этого двумерного бозе-газа. Кроме того, наблюдалось существенное снижение скорости рекомбинации с участием трех атомов H в одном и том же спиновом состоянии по сравнению со скоростью парной рекомбинации атомов в различных состояниях. Это снижение связывалось с выстраиванием в образце локальной когерентности – двумерного аналога бозе-эйнштейновской конденсации. Высокая, $\sim 10^3$ Тл/см, неоднородность магнитного поля чрезвычайно затрудняла прямую диагностику двумерного газа, поэтому его параметры вычислялись исходя из измеряемых в эксперименте интегральных величин – плотности разреженного газа в объеме рабочей камеры, полного рекомбинационного тепловыделения и времени жизни пробных атомов в смешанном сверхтонком состоянии $|a\rangle = |\downarrow\uparrow\rangle + \epsilon|\uparrow\downarrow\rangle$ (стрелки \downarrow и \uparrow обозначают проекции на направле-

ние магнитного поля \mathbf{B} спина электрона и ядра соответственно; $\epsilon = 2.53 \cdot 10^{-2}$ Тл/В).

Применявшийся первоначально [1] метод анализа экспериментов по магнитному сжатию $2\text{D H}\downarrow$ предполагал существование достаточно широкой области невысоких степеней квантового вырождения $\sigma\Lambda^2 \lesssim 1$ (σ – плотность двумерного газа, $\Lambda = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$ – тепловая длина волны, m – масса атома водорода, T – температура газа), в которой локальной когерентностью двумерного газа можно пренебречь, и, следовательно, трехчастичный коррелятор K_3 [2], а с ним и константа скорости трехчастичной рекомбинации K_{bbb} , остаются неизменными. При этом значения подгоночных параметров – эффективной вершины H-H-взаимодействия \tilde{U} [2] и константы рекомбинации K_{abb} с участием одного атома $|a\rangle$ и двух атомов в состоянии $|b\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$ – подбирались так, чтобы в наибольшей степени обеспечивать это постоянство.

Подстановка в такую схему полученных позднее уточненных значений энергии адсорбции атомов H на поверхности жидкого ^4He $E_a = 1.14(1)$ К и, главным образом, константы обменной рекомбинации K_{ab} [3] дает заметно большие плотности и степени вырождения $2\text{D H}\downarrow$, так что указанное предположение оказывается невыполненным. В то же время развитая в

¹⁾e-mail: safonov@issph.kiae.ru

последние годы теория [4–6] позволяет восстановить поведение как парного K_2 (определяющего интенсивность Н-Н-взаимодействия), так и трехчастичного K_3 корреляторов в зависимости от плотности и температуры двумерного газа. Это, с одной стороны, требует, а с другой, позволяет развить самосогласованный метод анализа, который давал бы на выходе плотность и температуру двумерного газа, долю квазиконденсата, а также поведение как таковой вероятности трехчастичной рекомбинации (после исключения изменяющегося множителя K_3). Кроме того, целесообразно сравнить найденные таким образом значения K_{bbb} с результатами, полученными в последнее время в экспериментах с “холодным пятном” путем одновременного прямого измерения плотности двумерного водорода и скорости трехчастичной рекомбинации [7].

Недавно было обнаружено течение 2D Н↓ вдоль поверхности гелия [8] и показано, что оно играет существенную роль в экспериментах по тепловому сжатию двумерного водорода [9]. Поэтому необходимо выяснить роль поверхностного течения в условиях магнитного сжатия и соответствующим образом модифицировать алгоритм определения параметров двумерного газа.

Рекомбинационная убыль атомов почти не сказывается напрямую на балансе частиц в уплотнении [1]. Однако, даже казалось бы незначительный разогрев поверхности, вызванный рекомбинацией, приводит к экспоненциальному уменьшению адсорбционного времени жизни атомов на поверхности τ_s [10] и, значит, к снижению плотности двумерного газа. Вследствие этого возникает поток 2D Н↓, направленный из более разреженных областей к середине уплотнения. Такой конвективный перенос частиц, вообще говоря, нарушает локальное равновесие объемной и адсорбированной фаз.

Течение 2D Н↓ носит вязкий характер. Поток в направлении уплотнения ограничен областью с относительно низкой плотностью и низким градиентом магнитного поля. Гораздо более эффективный перенос внутри самой области сжатия и вблизи нее приводит к тому, что профиль плотности 2D Н↓ на магнитном пятне определяется примерным равенством

$$\nabla P \approx \sigma \mu_B \nabla B, \quad (1)$$

откуда, пренебрегая тепловым вкладом в давление водорода $P_H \approx \frac{1}{2} \sigma^2 \tilde{U}$ [11], находим

$$\sigma(r) \approx \frac{\mu_B B(r)}{\tilde{U}} + \text{const.} \quad (2)$$

Таким образом, профиль плотности, повторяя профиль магнитного поля, оказывается ступенькообразным, то есть, почти однородным в пределах магнитного пятна. Это и позволяет характеризовать плотность 2D Н↓ в уплотнении определенным значением σ .

Вклад риплонов в двумерное давление мал по сравнению с давлением водорода в уплотнении. Поэтому поток риплонов направлен так же, как и поток водорода и, следовательно, не может обеспечивать отвод рекомбинационного тепла. Это, однако, компенсируется охлаждением области сжатия за счет переноса водорода с последующим испарением с полюса концентратора. Скорость испарения, а значит, и переноса по поверхности, лимитируется обменом частицами между потенциальной ямой вблизи полюса и разреженным объемом рабочей камеры [1]. Поток атомов, покидающих ловушку,

$$\dot{N}_{esc} = \frac{A_s n v}{4} \exp\left(-\frac{\mu_B \Delta B}{T_s}\right), \quad (3)$$

мал (менее 1%) по сравнению со скоростями адсорбции $\frac{1}{4} A_s n v s$ и десорбции $A_s \sigma / \tau_s$ с поверхности уплотнения площадью $A_s = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Поэтому объемный газ в ловушке находится в равновесии с адсорбированной фазой, а объемная n и поверхностная σ плотности в ловушке связаны соотношением [1]

$$n \lambda^3 = \left(1 - e^{-\sigma \lambda^2}\right) \exp\left[\frac{(\sigma + \sigma') \tilde{U} - E_a}{T_s}\right], \quad (4)$$

где σ' – плотность надконденсатной компоненты. При $\sigma \lambda^2 \lesssim 1$ энергия взаимодействия мала, $\sigma \tilde{U} \ll T_s$, и достаточно точно учитывается в приближении среднего поля. В случае же $\sigma \tilde{U} \gtrsim T_s$ фазовая плотность настолько высока, что тепловым вкладом (множитель в круглых скобках в правой части (4)) можно пренебречь. Адсорбционное время определяется выражением

$$\tau_s = \frac{\sigma \Lambda^2}{1 - e^{-\sigma \Lambda^2}} \left(\frac{4\Lambda}{v s}\right) \exp\left[\frac{E_a - (\sigma + \sigma') \tilde{U}}{T_s}\right]. \quad (5)$$

Здесь v – тепловая скорость атомов в объеме камеры, $s = 0.3(T/1 \text{ К})$ – вероятность прилипания при их соударениях с поверхностью гелия.

Значения T_s и σ могут быть найдены из экспериментальных данных с помощью уравнений теплового баланса и баланса пробных атомов $|a\rangle$. Уравнение теплового баланса имеет вид

$$-\frac{f D \dot{N}_{rec}}{2} = \left(\dot{N}_{esc} - \frac{A_s n_0 v_0}{4}\right) (E_a + \mu_B \Delta B) + A_s P_{RP}(T_s, T_0), \quad (6)$$

где f – доля энергии рекомбинации $D \approx 4.5$ эВ, выделяющаяся непосредственно в месте элементарного акта [12], \dot{N}_{rec} – полная скорость рекомбинационной убыли атомов, а $P_{RP}(T_s, T_0)$ – тепловая мощность, передаваемая риплонами фононам пленки гелия [10]. Каждый атом, испаряющийся с поверхности магнитного пятна и покидающий ловушку, уносит с собой энергию $E_a + \mu_B \Delta B \simeq 2.5$ К $\gg T$, которая выделяется затем в периферийных областях при адсорбции атомов и вязком течении в направлении ∇B .

Ранее предполагалось, что вылет атомов из ловушки полностью компенсируется обратным потоком из объема камеры $\frac{1}{4} A_T n_0 v_0$. Равенство этих потоков устанавливало связь между T_s и σ , так что необходимость в уравнении баланса тепла отпадала [1]. В случае переноса атомов по поверхности гелия мы вынуждены использовать более общее уравнение (6), существенным недостатком которого является учет конкретных механизмов охлаждения области сжатия и присутствие не вполне известной величины f [13].

В процессе распада образца характер теплоотода значительно меняется (рис.1). Вначале, при высокой

зависимость \dot{N}_{esc} ведут к доминированию риплон-фононного механизма охлаждения.

Отношение потоков атомов $|a\rangle$ и $|b\rangle$ по поверхности (а также в газовой фазе), очевидно, равно отношению соответствующих плотностей в объеме рабочей камеры. Аналогично, отношение потоков атомов $|a\rangle$ и $|b\rangle$, покидающих ловушку, равно отношению объемных плотностей в ловушке. Следовательно, $n_a/n = n_{a0}/n_0$, и из (4) находим плотность адсорбированных атомов $|a\rangle$:

$$\sigma_a \lambda^2 = \left(1 - e^{-\sigma \lambda^2}\right) \left(\frac{n_{a0}}{n_0}\right) e^{\sigma' \tilde{U}/T_s} \quad (7)$$

и наблюдаемое время жизни этих атомов:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_a} &\equiv \frac{A_s}{n_{a0} V} (K_{ab} \sigma_a \sigma_b + K_{abb} \sigma_a \sigma_b^2) = \\ &= \left(1 - e^{-\sigma \lambda^2}\right) \frac{A_s e^{\sigma' \tilde{U}/T_s}}{n_0 V \lambda^2} (K_{ab} \sigma_b + K_{abb} \sigma_b^2). \end{aligned} \quad (8)$$

При возникновении локальной когерентности константа K_{abb} трехчастичной рекомбинации с участием атома $|a\rangle$ и двух атомов $|b\rangle$ уменьшается пропорционально парному коррелятору K_2 (см. ниже).

Показатель экспоненты $\sigma' \tilde{U}/T_s$ в выражениях (7) и (8) всегда заметно меньше единицы, поэтому вклад ошибки определения температуры T_s оказывается всего лишь степенным, а не экспоненциальным. Это позволяет по измеренным значениям τ_a и n_0 достаточно точно вычислить плотность двумерного газа. Кроме того, благодаря сильной температурной зависимости обоих слагаемых, в правой части (6) влияние величины f на определяемое из этого уравнения значение T_s невелико.

Отношение σ'/σ определяет значения парного, K_2 , и трехчастичного, K_3 , корреляторов [2, 6]. Поведение K_2 в чисто двумерном бозе-газе в зависимости от плотности и температуры газа, а также интенсивности упругого взаимодействия было вычислено методом квантового Монте-Карло [4]. Эти результаты позволяют по заданным значениям σ , T и \tilde{U} с помощью интерполяции найти K_2 , а затем, используя выражения для K_2 и K_3 , вычислить долю квазиконденсата и величину K_3 . Альтернативный подход [6] дает возможность найти аналитически σ' и, следовательно, значения корреляторов.

На рис.2 представлено численное решение уравнений (6) и (8) в рамках модели Кагана и др. [4] в сравнении с результатами первоначального анализа [1]. Значения τ_a и n_0 получены при температуре рабочей камеры $T_0 = 149 \dots 198$ мК. Значения подгоночных параметров выбирались так, чтобы как таковая вероятность трехчастичной рекомбинации, “очищенная”

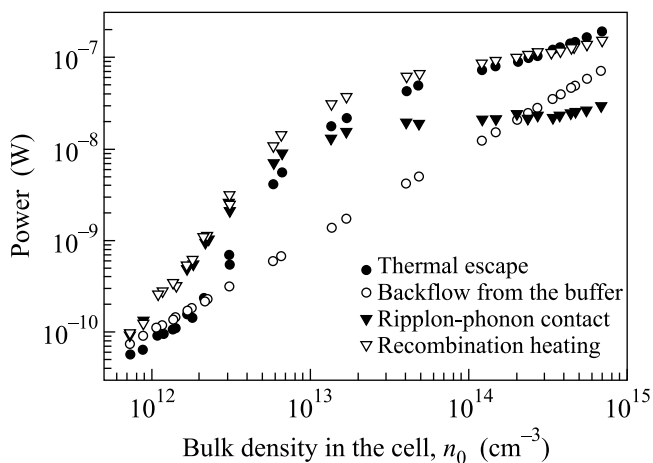


Рис.1. Поведение составляющих уравнения теплового баланса (6) в процессе распада образца при $T_0 = 149$ мК. Показаны вклады рекомбинационного разогрева (∇), испарения (\bullet), обратного потока в ловушку (\circ) и риплон-фононного взаимодействия (\blacktriangledown)

объемной плотности $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, скорость испарения и обратный поток из объема камеры в ловушку настолько велики, что даже относительно небольшая разность между ними обеспечивает преобладание испарительного охлаждения (первое слагаемое в правой части (6)). По мере уменьшения объемной плотности в камере эта разность увеличивается. Наконец, в конце распада снижение общего рекомбинационного тепловыделения и более сильная температурная

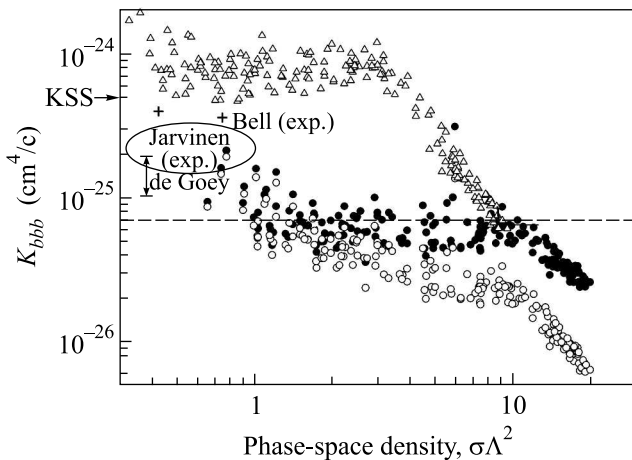


Рис.2. Поведение K_{bbb} (●) и $K_{bbb}/K_3\varphi(\frac{\sigma}{\sigma_0})$ (○), полученное из численного решения уравнений (8) и (6) для τ_a и n_0 , измеренных при $T_0 = 149\dots 198$ мК, в сравнении с результатами первоначального анализа (Δ , только значения K_{bbb}) [1]. Показаны также экспериментальные результаты Бэлла и др. [15] (+) и Ярвинена и др. [7] (очерченная область) и теоретические значения Кагана, Свистунова и Шляпникова [2] (указано стрелкой) и де Гёя [17]. Штриховая линия отвечает среднему значению $K_{bbb}/K_3\varphi(\frac{\sigma}{\sigma_0}) = 7 \cdot 10^{-26} \text{ см}^4 \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне $\sigma\Lambda^2 = 1 \dots 9$

от эффектов корреляции и делокализации (см. ниже), оставалась постоянной, а температура поверхности монотонно возрастала с ростом полной скорости рекомбинации (рис.3).

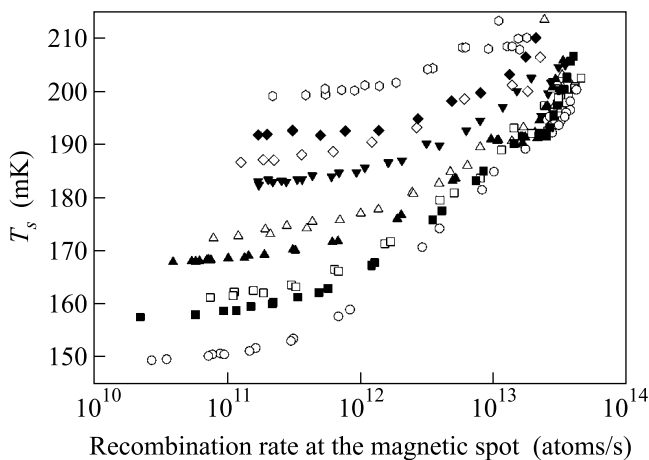


Рис.3. Расчетные значения T_s в зависимости от полной скорости рекомбинации на магнитном пятне \dot{N}_{rec} . Различными символами показаны данные, отвечающие различным значениям T_0

Доля рекомбинационной энергии, выделяющаяся непосредственно в месте элементарного акта, взята равной $f = 0.01$ [12]. Варьирование f в достаточно

широких пределах практически не влияет на величину и характер поведения K_{bbb} , лишь несколько меняя температуру двумерного газа.

Значение \tilde{U} и его зависимость от плотности двумерного газа также прежде всего сказываются на поведении температуры, поскольку (см. (3) и (4)) скорость вылета атомов из уплотнения \dot{N}_{esc} пропорциональна $\exp[(\sigma + \sigma')\tilde{U}/T_s]$. Согласно [2],

$$\tilde{U} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \left(\frac{a}{l}\right) \left[1 - \frac{a}{l} \ln(2\pi a l \sigma)\right]^{-1}, \quad (9)$$

где $a = 0.72 \text{ \AA}$ – длина s -рассеяния атомов водорода, $l = \hbar/\sqrt{2mE_a} \simeq 5 \text{ \AA}$ – длина делокализации волновой функции адсорбированного атома в направлении нормали к поверхности, и в логарифмическом члене ввиду его малости выполнена подстановка $\tilde{U} \approx (4\pi\hbar^2/m)(a/l)$. При приближении плотности к предельному значению $\sigma_0 = (4\pi a l)^{-1} \simeq 2.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ энергия взаимодействия вследствие перестройки волновой функции адсорбированных атомов приобретает вид $\sigma\tilde{U}(1 - \sigma/2\sigma_0)$ [14]. Мы пренебрегаем поправкой, вызванной конечной долей надконденсатных частиц, так как при указанной плотности $\sigma' \ll \sigma$. Следовательно, все выписанные формулы остаются справедливыми, если произвести замену

$$\tilde{U} \rightarrow \tilde{U}(1 - \sigma/2\sigma_0). \quad (10)$$

Вид \tilde{U} , задаваемый выражениями (9) и (10), обеспечивает монотонное повышение T_s с ростом полной скорости рекомбинации (рис.3). Отметим, что без учета эффективного уменьшения \tilde{U} по мере увеличения плотности имеет место физически абсурдное снижение T_s при высоких скоростях рекомбинации.

Наибольшее влияние на поведение K_{bbb} оказывает константа K_{abb} . Значение $K_{abb} = 1.2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ обеспечивает постоянство отношения $K_{bbb}/K_3\varphi(\sigma/\sigma_0) = 7(2) \cdot 10^{-26} \text{ см}^4 \cdot \text{с}^{-1}$ при изменении фазовой плотности $\sigma\Lambda^2$ в пределах от 1 до 9. При меньших значениях K_{abb} это отношение постепенно снижается с ростом $\sigma\Lambda^2$, а при больших, напротив, возрастает. Функция $\varphi(x) = 1 - \frac{5}{4}x + \frac{2}{5}x^2$ описывает влияния делокализации волновой функции адсорбированных атомов на вероятность рекомбинации и уменьшается от 1 при $\sigma = 0$ до 0.15 при $\sigma = \sigma_0$ [14]. В нашем случае минимальное значение φ составляет 0.52 при $\sigma \simeq 0.45\sigma_0$.

Для сравнения на рис.2 приведены также значения K_{bbb} , полученные при меньших степенях квантового вырождения в экспериментах по гидравлическому [15] и тепловому [7] сжатию атомарного водорода. Бэлл и др. [15] определяли вклад поверхности в эффективную константу трехчастичной рекомбина-

ции по температурной зависимости последней, причем при подгонке экспериментальных данных варьировались как поверхностная константа, так и величина энергии адсорбции E_a . Подстановка в исходные данные Бэлла с соавторами уточненного значения $E_a = 1.14$ К [3] дает на порядок меньшую величину константы K_{bbb} , которая и показана на рисунке. В других аналогичных экспериментах использовались более низкие температуры рабочей камеры и, по-видимому, промышленный гелий, содержащий порядка $10^{-7} \div 10^{-6}$ ^3He . Как следствие, поверхностная концентрация ^3He , а с ней и энергия адсорбции водорода существенно менялись с температурой [3], поэтому корректировка результатов этих работ не представляется возможной.

Ярвинен и др. [7] определяли вероятность трехчастичной рекомбинации, одновременно измеряя непосредственную плотность двумерного газа и скорость рекомбинации, поэтому полученные ими результаты являются, по-видимому, наиболее достоверными. Они относятся к области низкой фазовой плотности $\sigma\Lambda^2 \lesssim 1$, когда $K_2 = K_3 = 1$, и поэтому полученное значение $K_{bbb} = 2(1) \cdot 10^{-25} \text{см}^4/\text{с}$ следует рассматривать как базовое, исключаяющее влияние квантовых корреляций. Заметная систематическая ошибка может быть связана с неизвестным распределением плотности двумерного водорода по поверхности холодного пятна вследствие неоднородности температуры, тогда как измеряется лишь плотность в его центре. Ярвинен с соавторами пытаются устранить эту ошибку, введя некоторое модельное распределение.

При сравнении следует также учитывать, что в экспериментах Ярвинена и др. магнитное поле составляло $B = 4.57$ Тл, тогда как у Бэлла и др. 7.62 Тл, а в настоящей работе 6.6 Тл. Согласно теории [16, 17], K_{bbb} должна достаточно быстро возрастать с ростом магнитного поля в диапазоне от 5 до 10 Тл, однако экспериментально такая зависимость не была обнаружена [15].

Каган, Свистунов и Шляпников [2] на основании масштабирования вероятности дипольной рекомбинации в трехмерном газе получили для поверхностной константы значение $K_{bbb} = 5 \cdot 10^{-25} \text{см}^4 \cdot \text{с}^{-1}$ при $T \approx 0.3$ К, $B = 7$ Тл и очень слабую зависимость от температуры. С другой стороны, де Гей и др. [17] нашли $K_{bbb} = 2.7(7) \cdot 10^{-25} \text{см}^4 \cdot \text{с}^{-1}$ при $T \approx 0.4$ К, $B = 7.6$ Тл и, кроме того, в диапазоне от 0.1 до 0.5 К K_{bbb} приблизительно пропорциональна квадрату корню из температуры. Применительно к услови-

ям экспериментов по магнитному сжатию это дает $K_{bbb} \simeq 1.5(4) \cdot 10^{-25} \text{см}^4 \cdot \text{с}^{-1}$, что лишь вдвое превосходит полученное в настоящей работе значение.

Наблюдающийся при $\sigma\Lambda^2 \approx 9$ излом и последующее быстрое снижение $K_{bbb}/K_3\varphi(\sigma/\sigma_0)$ не находят объяснения в рамках предложенной модели и не могут интерпретироваться как проявления локальной когерентности двумерного газа, поскольку коррелятор K_3 выходит на насыщение уже при существенно меньшей фазовой плотности. Вопрос о том, может ли такое поведение быть следствием сверхтекучести двумерного водорода, требует отдельного рассмотрения и выходит за рамки настоящей работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 05-02-16858-а) и Федерального агентства по науке и инновациям (госконтракт # 02.434.11.7106).

1. A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, I. S. Yasnikov et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 4545 (1998); J. Low, Temp. Phys. **113**, 201 (1998).
2. Ю. Каган, Б. В. Свистунов и Г. В. Шляпников, ЖЭТФ **93**, 552 (1987).
3. A. I. Safonov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3356 (2001).
4. Yu. Kagan, V. A. Kashurnikov, A. V. Krasavin et al., Phys. Rev. A **61**, 043608 (2000).
5. N. Prokof'ev and B. Svistunov, Phys. Rev. A **66**, 043608 (2002).
6. U. Al. Khawaia, J. O. Andersen, N. P. Proukakis, and H. T. C. Stoof, Phys. Rev. A **66**, 013615 (2002).
7. J. Järvinen, J. Ahokas, S. Jaakkola, and S. Vasilyev, Phys. Rev. A **72**, 052713 (2005).
8. А. И. Сафонон, А. А. Харитонов, И. И. Лукашевич, Письма в ЖЭТФ **82**, 161 (2005).
9. A. I. Safonov, A. A. Kharitonov, and I. I. Lukashevich, J. Low Temp. Phys. **138**, 295 (2005).
10. M. W. Reynolds, I. D. Setija, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. B **46**, 575 (1992).
11. А. И. Сафонон, Письма в ЖЭТФ **81**, 212 (2005).
12. S. A. Vasilyev et al., Europhys. Lett. **24**, 223 (1993).
13. Значение f может несколько уменьшаться в процессе распада образца из-за рассеяния продуктов рекомбинации в плотной области над полюсом концентратора.
14. Yu. Kagan, N. A. Glukhov, B. V. Svistunov, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Lett. A **135**, 219 (1989).
15. D. A. Bell, H. F. Hess, G. P. Kochanski et al, Phys. Rev. B **34**, 7670 (1986).
16. Ю. Каган, И. А. Варганьянц, Г. В. Шляпников, ЖЭТФ **81**, 1113 (1981).
17. L. P. H. de Goeij et al., Phys. Rev. B **38**, 11501 (1988).