Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 5, стр. 197 – 200 *10 марта 1985 г.*

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ РОЛЬ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ ОБЛАСТИ БОЗЕ-КОНДЕНСАЦИИ В ГАЗЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

Ю.Каган, Г.В.Шляпников, Н.А.Глухов

Невозможность достижения области бозе-конденсации в замкнутой системе из-за скачка Капицы на границе газ (атомарный водород) – жидкий гелий удается преодолеть в открытых системах с одной "магнитной стенкой", позволяющей осуществить охлаждение за счет ухода возбужденных молекул и быстрых атомов.

1. В газе спин-поляризованного атомарного водорода неустранимый процесс трехчастичной дипольной рекомбинации в объеме и на поверхности, предсказанный теоретически [1] (см. также [2]) и обнаруженный экспериментально [3-5], накладывает принципиальное ограничение на величину максимально достижимой плотности – $n \lesssim 10^{19}$ см$^{-3}$. При этом, как показано в [6], температурный скачок Капицы на границе атомарный водород – жидкий гелий не позволяет достичь температуры бозе-конденсации $T_c(n)$ (даже при температуре стенки $T_0 \to 0$) в замкнутой системе, когда существенная часть энергии рекомбинации термализуется в газе. Решающим фактором здесь является возрастание поверхностной плотности адсорбированных атомов n_S до значения, близкого к предельному, при требуемых температурах $T \lesssim 50$ мК и, как следствие, резкий рост выделения тепла за счет дипольной рекомбинации на поверхности.

2. Продвижение в область $T < T_c(n)$ требует резкого уменьшения доли энергии рекомбинации, идущей на разогрев газа. Такая возможность появляется, если перейти к системе с одной открытой поверхностью, имеющей только "магнитную стенку" за счет неоднородного магнитного поля. Через эту поверхность будут свободно уходить из газа образовавшиеся в результате рекомбинации возбужденные молекулы и атомы с повернутым спином, а также поляризованные частицы с кинетической энергией, превышающей некоторое пороговое значение ϵ_c, определяемое высотой магнитной стенки.

Рассмотрим наиболее выгодную с точки зрения отвода тепла через поверхность ситуацию, когда $T_0 \ll T$. Тогда согласно [6] количество тепла Q, остающееся в газе в единицу времени, и температура газа T будут связаны соотношением

$$\frac{Q}{S} = \frac{15}{8}\frac{nT^2}{\hbar K_*}\begin{cases} 0{,}44(T/T_c)^{3/2}\ ; & T \leqslant T_c \\ 1 & T \gg T_c \end{cases}, \qquad (1)$$

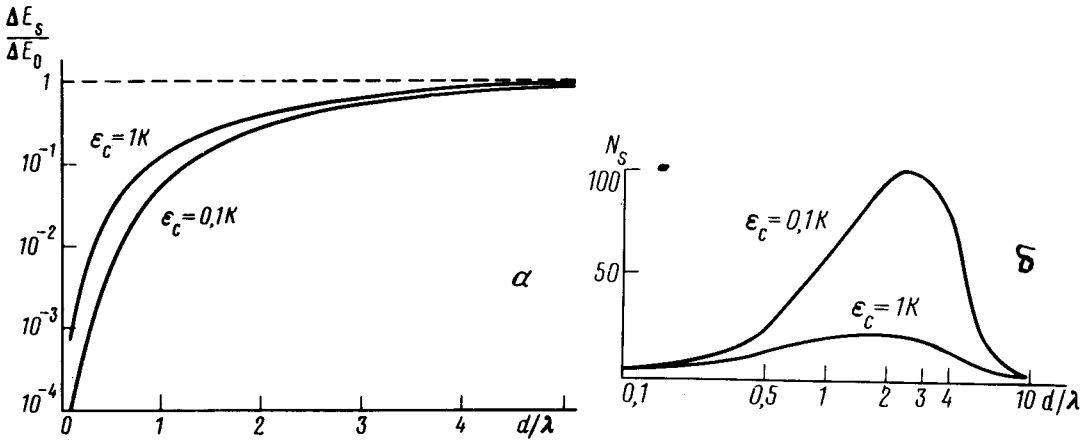
где $K_* \approx 4\cdot 10^8$ см$^{-1}$ (He^4), S – площадь поверхности. Величина Q равна

$$Q = \alpha_V' n^3 V \Delta E_V + \alpha_S n_S^3 S \Delta E_S . \qquad (2)$$

Здесь α_V и α_S – константы скорости объемной и поверхностной дипольной рекомбинации, ΔE_V и ΔE_S – энергия, остающаяся в газе в результате одного акта рекомбинации соответственно в объеме и на поверхности.

При $T_0 \ll T_c(n)$ поверхностная плотность n_S близка к своему предельному значению $n_{S0} \approx 10^{14}$ см$^{-2}$ (He^4). Для рассматриваемых ниже толщин газового слоя d в перпендикулярном к открытой поверхности направлении второй член в (2) оказывается больше первого. Тогда, сопоставляя (2) и (1) и положив $T = T_c(n)$, мы найдем максимальное значение $\Delta E_S = \widetilde{\Delta E}_S(n)$, допускающее достижение области бозе-конденсации. При $n \approx 10^{19}$см$^{-3}$

величина $\widetilde{\Delta E_S}(n) \approx 100\,\mathrm{K}$[1], причем с уменьшением n она монотонно падает по закону $\widetilde{\Delta E_S} \sim n^{7/3}$.



а – Зависимость ΔE_S от d/λ, *б*–зависимость N_S от d/λ

В процессе трехчастичной рекомбинации с подавляющей вероятностью образуются молекулы в самом высоком колебательном состоянии ($\nu = 14$) с энергией связи $\Delta E_0 \sim 100\,\mathrm{K}$ (см. [1]). Дальнейшее выделение энергии происходит в результате процессов колебательной релаксации этих молекул, сечение которых приблизительно на два порядка меньше сечения упругого рассеяния. Это означает, что при $d/\lambda < 10$ (λ – длина свободного пробега частиц) подавляющая часть образующихся молекул уходит через открытую поверхность, оставляя в газе в результате неупругих процессов энергию, заведомо меньшую, чем кинетическая энергия разлетающихся при рекомбинации частиц, т.е. ΔE_0. В результате для $n \approx 10^{19}\,\mathrm{см}^{-3}$ при таких d/λ (условие $d/\lambda \approx 10$ отвечает $d \sim 10^{-3}$ см) в принципе становится возможным продвижение в область бозе-конденсации.

При меньших плотностях газа необходимо уже уводить из системы часть энергии ΔE_0. Поскольку при каждом упругом столкновении быстрая частица передает атому газа приблизительно половину своей кинетической энергии, существенное уменьшение $\widetilde{\Delta E_S}(n)$ по сравнению с ΔE_0 требует условия $d/\lambda \lesssim 1$. При этом для определения остающейся в системе энергии необходимо найти пространственное и импульсное распределение частиц, возникающее при последовательном размножении быстрых частиц в результате многократных столкновений. Энергия будет уноситься частицами, достигающими свободной поверхности с $\epsilon > \epsilon_c$. Количество поколений, которое следует учитывать, естественно, растет с уменьшением ϵ_c, и вместе с тем падает ΔE_S ($\epsilon_c \gg T$).

В результате проведенных расчетов в случае плоской геометрии была найдена зависимость ΔE_S от параметра d/λ при двух значениях энергии ϵ_c, которая фактически равна $\mu_B \Delta H$, где ΔH – изменение магнитного поля на размере d. Эта зависимость приведена на рисунке. При вычислениях с целью упрощения предполагалось, что сечение упругого рассеяния не зависит от энергии соударения и имеет величину $\sigma \sim 10^{-15}\,\mathrm{см}^2$, а также, что быстрые частицы отражаются от поверхности гелия. Из приведенных результатов и условия $\Delta E_S(d/\lambda) = \widetilde{\Delta E_S}(n)$ следует, что в сравнительно широком интервале плотностей уменьшение параметра d/λ с падением n обеспечивается в первую очередь ростом длины свободного пробега. Толщина газового слоя сохраняет масштаб $d \sim 10^{-3}$ см.

---

[1] Мы использовали найденные ранее значения α_V и α_S [1–5] и учли, что в сильно вырожденном газе α в шесть раз меньше своего значения для классического газа. Считалось также, что при рекомбинации на поверхности приблизительно половина образующихся быстрых молекул и атомов слетает в объем и может отдать свою энергию атомам газа.

Таким образом, наличие открытой поверхности позволяет, в принципе, реализовать условия для достижения области бозе-конденсации. При этом условие $\mu_B \Delta H \gg T_c$ предполагает большую величину градиента магнитного поля на малом размере d $\left({}^{\Delta H}/_{d} \sim 10^6 \div 10^7\ \text{Э/см}\right)$.

3. Как показано в [1], процесс трехчастичной дипольной рекомбинации преимущественно приводит к повороту спина третьей частицы. При $n \lesssim 10^{19}$ см$^{-3}$ и $d \lesssim 10^{-3}$ см атом с повернутым спином покидает систему, не успевая вступить в реакцию рекомбинации. Легко понять, что при этом число частиц N, уходящих из системы в результате одного акта рекомбинации, равно трем при $d/\lambda \gg 1$ (в частности, при $d/\lambda \approx 10$), когда первично выделяемая энергия остается в газе. Если $d/\lambda \ll 1$, то мы снова имеем $N = 3$, поскольку рожденные в процессе рекомбинации быстрые частицы уходят из системы без столкновений. При промежуточных значениях d/λ число уходящих частиц N растет за счет размножения быстрых частиц. Это число может быть непосредственно определено в рамках тех же прямых расчетов, что и энергия ΔE_S. На рисунке построена зависимость N_S (рекомбинация на поверхности) от d/λ при двух значениях ϵ_c. Видно, что максимальное значение N_S, достигает такой большой величины как 20 (ϵ_c = 1 К) или даже 100 (ϵ_c = 0,1 К) при $d/\lambda \sim 2$.

Обратное время жизни поляризованного газа в рассматриваемой области параметров определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau} \simeq N_S\left(\frac{d}{\lambda}\right)\alpha_S \frac{n_{S0}^3}{nd}. \qquad (3)$$

При фиксированном ϵ_c время жизни τ зависит только от d/λ. Нетрудно убедиться, что максимальное значение времени жизни достигается при предельном значении плотности $n \approx 10^{19}$ см$^{-3}$. В этом случае $\tau \sim 0{,}1$ с при $T \simeq T_c(n)$. Дальнейшее понижение T требует уменьшения размера системы d, что приводит к падению τ.

Заметим, что в сверхсильном магнитном поле $H > 26$ Т оказывается подавленным ведущий канал рекомбинации, сопровождающийся образованием молекулы H_2 в состоянии $\nu = 14$, $j = 3$ и поворотом спина третьей частицы. Поэтому константа скорости дипольной рекомбинации в таких полях будет существенно меньше (см. [7]) и время жизни τ заметно возрастет.

4. Проанализируем теперь ситуацию, отвечающую неравновесному заполнению поверхности адсорбированными атомами. Как было показано в работе [8], она возникает при сверхнизких температурах $T < T^* \approx 5$ мК, когда убывающая с понижением T скорость адсорбции атомов становится меньше скорости их рекомбинации на поверхности при ее предельном заполнении.

Если поверхностная плотность n_S становится заметно меньше n_{S0}, то процесс адсорбции будет иметь такой же характер, как и в случае классического двумерного газа на поверхности. Считая, что $T_0 \to 0$ и пренебрегая процессом десорбции, для потока энергии из газа на поверхность мы снова имеем формулу (1), но с дополнительным множителем 2/3 в правой части. При этом стационарное значение $\tilde{n}_S$, входящее в выражение для Q (2) определяется из условия равенства скорости адсорбции атомов Φ и скорости их рекомбинации на поверхности

$$\Phi = 0{,}26\frac{nT}{\hbar K_*}\left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \simeq 3\alpha_S \tilde{n}_S^3\ ; \quad T \ll T_c. \qquad (4)$$

При $n \lesssim 10^{18}$ см$^{-3}$ и $T > 0{,}1$ мК, воспользовавшись формулами (2) и (4), нетрудно убедиться, что доминирующей по-прежнему является рекомбинация на поверхности. В этом случае из (1), (2) и (4) следует

$$\Delta E_S \simeq 6{,}3\, T_c \qquad (5)$$

Для интервала температур 0,1 мК $< T <$ 5 мК получающимся отсюда значениям ΔE_S отвечает параметр d/λ, близкий к 0,1 (см. рисунок). При этом N_S близко к трем и для

обратного времени жизни (3) с учетом (4) находим

$$\frac{1}{\tau} \sim 10^3 \left(\frac{T}{T^*}\right)^{5/2} \text{ с}^{-1}. \qquad (6)$$

Отсюда следует, что заметно увеличить τ по сравнению со случаем, рассмотренным в предыдущем разделе, можно только при действительно сверхнизких температурах $T \ll T^*$.

Интересно, что в рассматриваемой ситуации выгодно уменьшать плотность – при этом растет абсолютное значение d и тем самым снижается требование на градиент магнитного поля.

Литература

1. *Каган Ю., Вартаньянц И.А., Шляпников Г.В.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 1113.
2. *Каган Ю., Шляпников Г.В., Вартаньянц И.А., Глухов Н.А.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 386.
3. *Sprik R., Walraven J.T.M., Silvera I.F.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 479.
4. *Hess H.F., Bell D.A., Kochanski G.P., Cline R.W., Kleppner D. Greytak T.J.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 483.
5. *Hess H.F., Bell D.A., Kochanski G.P., Kleppner D., Greytak T.J.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 1520.
6. *Каган Ю., Шляпников Г.В., Глухов Н.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 287.
7. *de Goey L.P.H., Driessen J.P.J., Verhaar B.J., Walraven J.T.M.* Phys. Rev. Lett., 1984, **53**, 1919.
8. *Kagan Yu., Shlyapnikov G.V.* Phys. Lett., A, 1983, **95**, 309.

Поступила в редакцию
22 ноября 1984 г.
После переработки
21 января 1985 г.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова