

КВАЗИДВУМЕРНЫЙ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ АТОМАРНЫЙ ВОДОРОД

Ю.Каган, Г.В.Шляпников, И.А.Вартаньянц, Н.А.Глухов

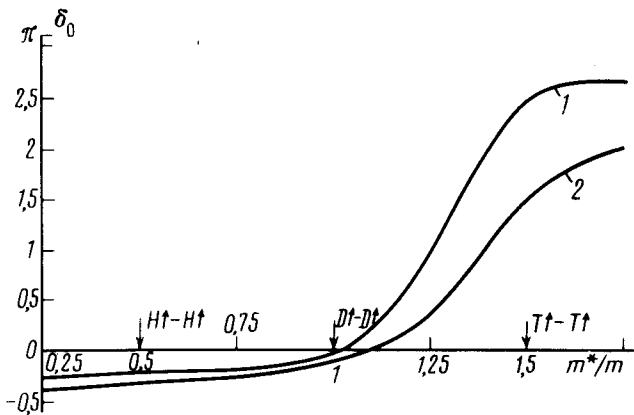
Показано, что адсорбированный на поверхности квазидвумерный спин-поляризованный водород остается атомарным газом при $T \rightarrow 0$. Установлено, что на гелиевой поверхности сильная делокализация атома в направлении, перпендикулярном поверхности, обуславливает трехмерный характер столкновений частиц и, как следствие, принципиальное изменение кинетики распада поляризованной фазы.

1. При анализе спин-поляризованного атомарного водорода особый интерес представляют свойства квазидвумерной фазы, возникающей при адсорбции атомов на поверхности. Интересна сама по себе, в частности с точки зрения проявления сверхтекучих свойств, эта фаза играет критическую роль в кинетике рекомбинации поляризованного газа атомарного водорода (см: $^1 - ^3$). При малой энергии адсорбции ϵ_0 , характерной для поверхности, покрытой гелием, атомы водорода свободно движутся вдоль поверхности, образуя квазидвумерный газ. Поэтому первый вопрос, который возникает, — появляется ли в реальном триплетном потенциале взаимодействия двух атомов водорода при переходе к двумерному случаю связанное состояние. При отрицательном ответе возникает второй вопрос — не образуются ли на поверхности капли двумерной жидкости, даже если средняя поверхностная плотность атомов водорода мала.

При малой энергии адсорбции характерная длина локализации атома l в направлении, перпендикулярном поверхности, оказывается большой. Если $l \gg R_0$ ($R_0 \approx 3,5 \text{ \AA}$ — характерный радиус межатомного взаимодействия), то столкновения частиц в значительной степени приобретают трехмерный характер. Это принципиально меняет предельное заполнение поверхности и кинетику распада поляризованной фазы. Такая ситуация имеет место уже в случае покрытия поверхности пленкой смеси $\text{He}^3 - \text{He}^4$ ($\epsilon_0 \approx 0,35 \text{ K}^{4,5}$), для которой $l \approx \approx 2,5 R_0$.

2. Для анализа вопроса о наличии связанного состояния у пары частиц в двумерном случае мы использовали прямое решение уравнения Шредингера с триплетным потенциалом Колоса — Волниевича 6 , рассматривая массу атома как параметр. В области предельно низких энергий, когда $kR_0 \ll 1$, существенно только s — расстояние и соответствующая фаза имеет вид

$$\delta_0 = - \frac{\pi}{2} \frac{1}{\ln \frac{1}{k\rho_t}} + n\pi. \quad (1)$$



Зависимость фазы двумерного рассеяния δ_0 от приведенной массы m^* . Кривые 1 и 2 отвечают $k = 2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ и $k = 2 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$

Здесь $\rho_t > 0$ — двумерный аналог длины рассеяния, зависящий как от потенциала взаимодействия, так и от массы частиц, n — число дискретных уровней. На рисунке приведена найденная зависимость δ_0 от приведенной массы m^* . Стрелками выделены значения, отвечающие водороду, дейтерию и тритию. Видно, что в случае трития имеется связанное состояние, тогда как в случае $H\uparrow - H\uparrow$ и $D\uparrow - D\uparrow$ оно отсутствует. Двумерная триплетная длина рассеяния для водорода оказалась равной $\rho_t \approx 0,9 \text{ \AA}$.

Зная $\delta_0(k)$ можно непосредственно получить выражение для энергии пары частиц

$$E(k) = \frac{2\pi\hbar^2}{mS} \frac{1}{\ln \frac{1}{k\rho_t}} \quad (2)$$

Здесь S — площадь поверхности, m — масса атома, k — относительный импульс частиц ($kR_0 \ll 1$), и малый член, отвечающий кинетической энергии опущен.

Если теперь взять в качестве характерного значения k в (2) обратное среднее расстояние между частицами ($k \sim \sqrt{\pi n_s}$, где n_s — поверхностная плотность атомов), то вытекающее из (2) выражение для химпотенциала разреженного двумерного бозе-газа будет с точностью до численного множителя под логарифмом совпадать с точным выражением ($T \rightarrow 0$, $n_s R_0^2 \ll 1$). Последнее может быть получено с помощью диаграмной техники, развитой Бельевым⁷, и имеет вид

$$\mu_s = \frac{4\pi\hbar^2 n_s}{m} \frac{1}{\ln \frac{1}{4\pi n_s \rho_t^2}} \quad (3)$$

Формула вида (3) была найдена ранее для модели твердых дисков в работе Шлика⁸.

Существенно, что в отсутствие связанного состояния у пары частиц знак фазы (1), а вместе с тем и знак энергии пары (2) и химпотенциала (3) строго определены независимо от вида потенциала взаимодействия. Эффективно всегда имеет место отталкивание и это предопределяет стабильность при $T=0$ газовой фазы. Результаты приближенных численных расчетов для рассматриваемой двумерной системы поляризованного атомарного водорода при больших плотностях^{9, 10} также указывают на положительность химпотенциала и его монотонный рост с возрастанием плотности. Это позволяет считать, что газовое состояние такой системы является истинно стабильным (а не метастабильным).

При равновесии газа в объеме и на поверхности принимая во внимание, что для $n_v < < 10^{20} \text{ см}^{-3}$ объемный химпотенциал $\mu_v \ll \epsilon_0$, для адсорбированного на гелиевой пленке атомарного водорода получаем следующие предельные значения поверхностной плотнос-

ти (ср. ¹¹)

$$n_s^0 \approx \begin{cases} 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}, \text{He}^4, \epsilon_0 \approx 0,9\text{K}^{1,2,12} \\ 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}, \text{He}^3 - \text{He}^4, \epsilon_0 \approx 0,35^{4,5} \end{cases} \quad (4)$$

3. Из (4) можно заключить, что на гелиевой поверхности поляризованный атомарный водород всегда адсорбируется в виде сравнительно разреженной газовой фазы. Это утверждение только усиливается по мере уменьшения ϵ_0 . Однако при этом, как мы уже отмечали, газовая фаза перестает быть чисто двумерной.

Рассмотрим случай достаточно малых значений ϵ_0 . Тогда на расстояниях от поверхности z , больших R^* ($R^* \sim R_0$ — эффективный размер области взаимодействия частицы с поверхностью), волновая функция адсорбированной частицы будет иметь вид

$$\phi(z) \approx \left(\frac{2}{l}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{z}{l}\right),$$

где $l = \hbar/\sqrt{2m\epsilon_0}$. При этом для пары частиц, движущихся вдоль поверхности с импульсами $k_{1,2} \rightarrow 0$ и имеющих потенциал взаимодействия $U(r)$, выражение для энергии может быть записано в следующем виде:

$$E = \int \Psi(\vec{\rho}, z_1, z_2) U(r) \Psi_0(\vec{\rho}, z_1, z_2) d\vec{\rho} dz_1 dz_2. \quad (5)$$

Здесь $\vec{\rho}$ — проекция вектора относительного расстояния между частицами \mathbf{r} на поверхность, $\Psi(\vec{\rho}, z_1, z_2)$ — истинная волновая функция пары, $\Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{S}} \phi(z_1) \phi(z_2)$ — волновая функция свободного движения частиц, учитывающая их взаимодействие только с поверхностью.

В пределе $l \gg R_0$ основной вклад в интеграл (5) набирается на расстояниях от поверхности $z_{1,2}$, существенно превышающих R_0 . Поэтому, выделяя в явном виде движение центра инерции пары, имеем

$$\Psi \approx \frac{2}{\sqrt{Sl}} \exp\left(-\frac{z_1 + z_2}{l}\right) \chi(r). \quad (6)$$

Здесь $\chi(r)$ — волновая функция трехмерного относительного движения частиц. При r , заметно больших R_0 , функция $\chi(r) \rightarrow 1$.

Подставляя (6) в (5), находим

$$E = \frac{4\pi\hbar^2 a_t}{mSl}, \quad (7)$$

где a_t — трехмерная длина рассеяния. При этом для химпотенциала адсорбированного газа вместо (3) имеем

$$\mu_s = \frac{4\pi\hbar^2 a_t n_s}{ml}. \quad (8)$$

Интересно отметить, что в отличие от чисто двумерного случая знак химпотенциала μ_s (8), вообще говоря, может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от знака a_t . Для поляризованного атомарного водорода, однако, $a_t = 0,72 \text{ \AA} > 0$ ^{3,13} и μ_s по-прежнему растет с возрастанием n_s , что отвечает стабильности квазидвумерной газовой фазы при $T = 0$.

Из условия $\mu_s = \epsilon_0$ следует, что с уменьшением ϵ_0 предельная поверхностная плотность падает по закону

$$n_s^0 \sim \sqrt{\epsilon_0} \quad (9)$$

т. е. существенно медленнее, чем в чисто двумерном случае. На поверхности, покрытой пленкой $\text{He}^3 - \text{He}^4$, вместо (4) получаем

$$n_s^0 \approx 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}. \quad (10)$$

4. При выделении поляризованного водорода в чистом спиновом состоянии (спины ядра и электрона параллельны) и поверхностной плотности, близкой к n_s^0 (10), ведущим каналом рекомбинации на поверхности является рекомбинация при столкновениях трех атомов водорода за счет спинового диполь-дипольного взаимодействия (см. подробнее ³). Если $l \gg R_0$, то этот процесс происходит фактически также, как и в объеме. Основное отличие связано с тем, что теперь волновая функция начального состояния имеет вид

$$\Psi_i \cong \frac{1}{S} \left(\frac{2}{l} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{z_1 + z_2 + z_3}{l} \right\} \chi_i \left(r_1 - r_2, r_3 - \frac{r_1 + r_2}{2} \right)$$

(χ_i — волновая функция трехмерного движения в системе центра инерции). При разведении частиц на расстояния, существенно большие R_0 , функция $\chi_i \rightarrow 1$. Конечную волновую функцию можно представить в виде произведения нормированной на единицу волновой функции движения центра инерции и волновой функции относительного движения частиц χ_f , совпадающей с аналогичной функцией для объемной рекомбинации. В результате константа скорости поверхностной дипольной рекомбинации оказывается равной

$$a_s^d \cong \frac{4}{3l} a_v^d \sim \epsilon_0, \quad (11)$$

где a_v^d — константа скорости объемной дипольной рекомбинации, найденная в ³. Отсюда для числа актов поверхностной рекомбинации в единицу времени на единице поверхности при $T \rightarrow 0$ ($n_s \cong n_s^0$) имеем

$$v_s = a_s^d n_s^0{}^3 \sim \epsilon_0^{5/2}.$$

Как было показано в ³, оптимальным способом достижения сверхнизких температур, в частности, отвечающих бозе-конденсации в объеме, является накопление поляризованного водорода именно в чистом спиновом состоянии. В этом случае обратное эффективное время распада системы $(1/\tau_{eff}) \approx (v_s S + v_v V) / (n_s^0 S + n_v V)$ оказывается минимальным при объемной плотности ($n_s^0 S \ll n_v V$)

$$\tilde{n}_v \cong \left(\frac{a_s^d S}{2a_v^d V} \right)^{1/3} n_s^0 \sim \epsilon_0^{5/6} \quad (12)$$

и имеет величину

$$\frac{1}{\tau_{eff}} \cong 3a_v^d n_v^2 \sim \epsilon_0^{5/3}. \quad (13)$$

В случае поверхности, покрытой пленкой $\text{He}^3 - \text{He}^4$, плотность $\tilde{n}_v \cong 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и, воспользовавшись найденной в ³ величиной $a_v^d \cong 4 \cdot 10^{-39} \text{ см}^6/\text{с}$ ($H \approx 10^5 \text{ Э}$), мы имеем $\tau_{eff} \sim 10 \text{ с}$. Это время может быть увеличено либо дальнейшим уменьшением ϵ_0 , либо за счет неравновесной ситуации, приводящей к условию $n_s < n_s^0$.

Литература

1. Matthey A.P.M., Walraven J.T.M., Silvera I.F. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 668.
2. Cline R.W., Greytak T.J., Kleppner D. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 1195.
3. Каган Ю., Вартагьянц И.А., Шляпников Г.В. ЖЭТФ, 1981, 81, 1113.
4. Van Yperen G.H., Matthey A.P., Walraven J.T.M., Silvera I.F. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 800.
5. Jachemsen R., Morrow M., Berlinsky A.J., Hardy W.N. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 852.
6. Kolos W., Wolniewicz L. J. Chem. Phys., 1965, 43, 2429; Chem. Phys. Lett., 1974, 24, 457.
7. Беляев С.Т. ЖЭТФ, 1958, 34, 433.
8. Schick M. Phys. Rev., 1971, A3, 1067.

9. *Miller M.D., Nosanow L.H.* J. Low Temp Phys., 1978, **32**, 145.
10. *Lantto L.J., Nieminen R.M.* J. Phys. (Paris), 1980, **41**, C7-49.
11. *Silvera I.F., Goldman V.V.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 915.
12. *Morrow M., Jochemsen R., Berlinsky A.J., Hardy W.N.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 195.
13. *Friend D.G., Eters R.D.* J. Low Temp. Phys., 1980, **39**, 409.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
1 апреля 1982 г.
