

Отрицательные ионы на границе раздела растворов жидкого гелия

А.М. Дюгаев, П.Д. Григорьев

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, 142432, Московская обл., Россия

E-mail: dyugaev@itp.ac.ru

Е.В. Лебедева

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Московская обл., Россия

Статья поступила в редакцию 4 марта 2011 г.

Определены свойства электронных пузырьков, прижатых силами электростатического изображения к границе раздела жидкого ^3He с насыщенным раствором ^4He – ^3He в области низких температур. Равновесное состояние таких объектов характеризуется энергией связи 6,5 К и осцилляторным спектром первых возбуждений с частотой $0,6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Смещающее электрическое поле $E = 100 \text{ В/см}$ при температуре $T = 0,2 \text{ К}$ приводит к распаду связанного пузырькового состояния со временем жизни $\tau \approx 1 \text{ с}$. Экспериментальное изучение пузырьковых электронных состояний может оказаться полезным для определения свойств границы раздела растворов жидкого гелия.

Визначено властивості електронних бульбашок, притиснутих силами електростатичного зображення до межі поділу рідкого ^3He з насиченим розчином ^4He – ^3He в області низьких температур. Рівноважний стан таких об'єктів характеризується енергією зв'язку 6,5 К та осцилаторним спектром перших збуджень із частотою $0,6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Електричне поле $E = 100 \text{ В/см}$, що зміщає, при температурі $T = 0,2 \text{ К}$ приводить до розпаду зв'язаного бульбашкового стану з часом життя $\tau \approx 1 \text{ с}$. Експериментальне вивчення бульбашкових електронних станів може виявитися корисним для визначення властивостей межі розподілу розчинів рідкого гелію.

PACS: 67.60.G– Растворы ^3He в жидком ^4He .

Ключевые слова: низкие температуры, отрицательные ионы, растворы жидкого гелия.

Введение

Свойства отрицательных ионов (электронных пузырьков) детально исследованы как в объеме жидкого гелия, так и на границах раздела гелий–вакуум и ^3He –насыщенный раствор ^4He – ^3He [1–7]. Если отрицательный ион сформирован в более плотной жидкости (раствор ^4He – ^3He), он уходит в менее плотную жидкость (жидкий ^3He) за времена ~ 1 – 100 с [7,8]. Теория таких диффузионных переходов построена в наших работах [9,10]. В отличие от предлагаемых ранее подходов представленная нами аргументация рассматриваемых эффектов основана на классических результатах Крамерса и не предполагает возможности квантового подбарьерного перехода электрона из пузырька в вакуум.

В настоящей работе на основании прежних результатов [9,10] исследована и аргументирована целесообразность экспериментального изучения свойств отрицательных ионов на границе растворов жидкого гелия в области низких температур.

Теория

Предполагаемая физическая конструкция схематично представлена на рис. 1. Отрицательный ион находится в жидком ^3He , и объемное значение его внутренней энергии равно E_0^+ . Переход отрицательного иона в насыщенный раствор ^4He – ^3He связан с преодолением барьера на границе раздела двух жидкостей. Барьер имеет величину $E_0^- - E_0^+ \approx 200 \text{ К}$ [6], где E_0^- — внутренняя энергия раствора ^4He – ^3He . При низких температурах $T < 0,2 \text{ К}$ указанный барьер настолько велик, что можно положить $E_0^- - E_0^+ \rightarrow \infty$. Иначе говоря, характеристики электронного пузырька в насыщенном растворе ^4He – ^3He не имеют значения для описания его перехода через границу раздела двух жидкостей. Более того, сами величины E_0^+ , E_0^- реально не входят в расчет потенциала взаимодействия отрицательного иона $V(z)$ с границей раздела растворов гелия, так как их значения на порядки отличаются от других энергетических параметров задачи: E_0^+ , $E_0^- \sim 10^3 \text{ К}$.

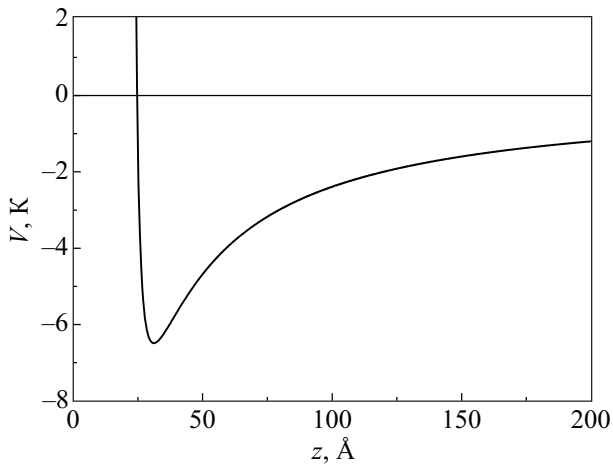


Рис. 1. Потенциал взаимодействия электронного пузырька с границей раздела насыщенных растворов жидкого гелия в отсутствие электрического поля. Положение минимума $z_0 = 31,2 \text{ \AA}$.

Потенциал $V(z)$ — действительно малая поправка к внутренней энергии иона E_0^+ , а его асимптотика при $z \gg R_0$, где R_0 — радиус иона, имеет известный вид [6]:

$$V_e(z) = -\frac{A_3}{z}, \quad A_3 = \frac{e^2(\epsilon_4 - \epsilon_3)}{4\epsilon_3(\epsilon_4 + \epsilon_3)}, \quad (1)$$

где $\epsilon_3 = 1,043$ — диэлектрическая проницаемость жидкого ${}^3\text{He}$, $\epsilon_4 = 1,056$ — диэлектрическая проницаемость раствора ${}^4\text{He}-{}^3\text{He}$; $A_3 = 240 \text{ K}\cdot\text{\AA}$. Выражение (1) отвечает взаимодействию точечного заряда с границей раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_3 и ϵ_4 , оно имеет место при $z > R_0 \approx 22,5 \text{ \AA}$ [10]. Здесь R_0 — условное общепринятое значение радиуса отрицательного иона в жидком ${}^3\text{He}$. Считаем его свободным параметром. Ранее, учитывая размеры отрицательного иона [10] и вводя естественный масштаб z : $x = z/R_0$, мы определили электростатическое взаимодействие $V_e(z)$ и при $z \approx R_0$

$$V_e = -\epsilon_e f_e(x); \quad \epsilon_e = \frac{A_3}{R_0} = 10,67 \text{ K},$$

$$f_e(x) = \int_0^1 \frac{dy}{y} \ln \frac{x+y}{x-y} \sin^2 \pi y. \quad (2)$$

Формула (2) определяет потенциал электростатического притяжения отрицательного иона к границе растворов гелия. В то же время отталкивающее взаимодействие электронного пузырька с границей растворов, введенное и обоснованное нами в работе [10], имеет вид

$$V_B(x) = \epsilon_B f_B(x); \quad (3)$$

$$\epsilon_B = c_6 \frac{n_3(n_4 - n_3)\pi^2}{6}, \quad f_B(x) = \frac{2x}{x^2 - 1} - \ln \frac{1+x}{1-x},$$

где n_3 — плотность ${}^3\text{He}$, n_4 — плотность раствора ${}^4\text{He}-{}^3\text{He}$, $n_3 = 0,01635 \text{ \AA}^{-3}$, $n_4 = 0,0214 \text{ \AA}^{-3}$, $c_6 = 1,47$ — константа Ван дер Ваальса в атомных единицах, $\epsilon_B = 1,41 \text{ K}$.

На основе формул (1)–(3) суммарный потенциал взаимодействия электронного пузырька с границей раздела растворов гелия записывается в виде

$$V(x) = -\epsilon_e f_e(x) + \epsilon_B f_B(x). \quad (4)$$

На рис. 1 приведена зависимость $V(x)$ в естественных единицах $z = R_0 x$. Уместно провести качественный анализ (4), аппроксимируя функцию $f_e(x)$ из (2) выражением

$$f_e(x) = \ln \frac{x+x_e}{x-x_e} \frac{1}{2x_e}, \quad x_e = 0,56. \quad (5)$$

Выражение (5) при всех x из интервала $1 < x < \infty$ имеет точность не менее 10^{-2} . На основе (4) и (5) вычисляется равновесное значение положения $x_0 = z_0/R_0$ левитирующего в ${}^3\text{He}$ иона:

$$x_0^2 = 1 + 2[\lambda + \lambda^{1/2}(1-x_e^2 + \lambda)^{1/2}], \quad (6)$$

где $\lambda = \epsilon_B/\epsilon_e = 0,132$.

Приведем численные значения параметров потенциала $V(z)$ (рис. 1): $V_0 = 6,49 \text{ K}$, $z_0 = 31,19 \text{ \AA}$, а также минимума $V(z)$, аппроксимируемого параболой

$$V = -V_0 + \frac{1}{2}V_0''(z-z_0)^2, \quad V_0'' = V''(z_0) = 0,056 \text{ K/\AA}^2. \quad (7)$$

Значение второй производной в минимуме $V(z)$ позволяет вычислить величину характерной частоты колебаний отрицательного иона в жидком ${}^3\text{He}$ $\omega_0 = 0,63 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и энергии возбуждения первых уровней $\hbar\omega_0 = 0,048 \text{ K}$. Присоединенная масса отрицательного иона в жидком ${}^3\text{He}$ $M_3 = 0,195 \cdot 10^{-20} \text{ г}$.

Параметр ω_0 может быть измерен с помощью известной техники [11], которая применялась для определения времени жизни электронов, левитирующих над жидким гелием в вакууме, однако энергия основного состояния $V_0 = 6,49 \text{ K}$ требует отдельного (деликатного) измерения. На рис. 2 представлена зависимость потенциала $V_E(z)$ в электрическом поле E , которое отжимает отрицательный ион от границы раздела растворов гелия:

$$V_E(z) = V(z) - eEz. \quad (8)$$

Приведенный на рис. 2 потенциал $V_E(z)$ дает представление об универсальности теории распадных состояний Крамерса [12] для слабых полей E . В рассматриваемом нами случае время жизни электронного пузырька τ в потенциальной яме глубиной V_0 и высотой $V_M = 2(A_3 e E)^{1/2}$ может быть вычислено на основании уравнения Смолуховского для тепловой диффузии [13]:

$$\frac{1}{\tau} = (V_M'' V_0'')^{1/2} \frac{1}{2\pi e} \mu(T) \exp(-\Delta V/T); \quad \Delta V = V_0 - V_M. \quad (9)$$

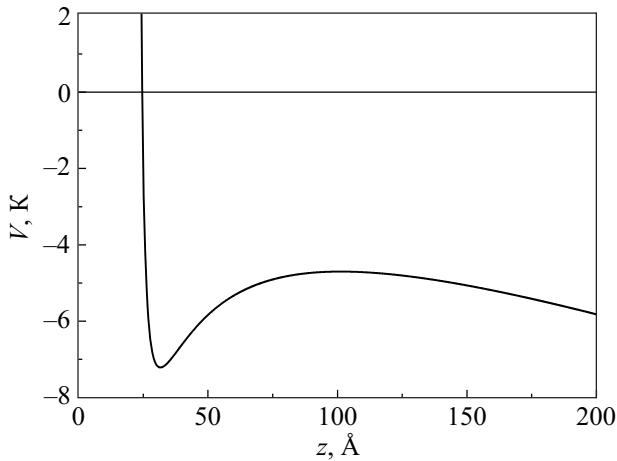


Рис. 2. Потенциал взаимодействия электронного пузырька с границей раздела насыщенных растворов жидкого гелия при наличии отжимающего электрического поля $E = 200$ В/см.

В этой формуле V_0'' определено в (7), а $V_M = E^{1/2} \cdot 0,33$ К, если $[E] = \text{В/см}$. Величина V_M'' характеризует потенциальный барьер $V_E(z)$ в точке максимума (см. рис. 2); $\mu(T)$ — подвижность отрицательного иона в жидком ^3He . Окончательное выражение для времени жизни отрицательного иона в отжимающем поле E удобно записать в виде

$$\frac{1}{\tau} = 1,3 \cdot 10^7 \cdot E^{3/4} \mu(T) \exp\left(-\frac{V_0}{T} + 0,33 \frac{\sqrt{E}}{T}\right) \text{ с}^{-1}. \quad (10)$$

Здесь, как и раньше, $[E] = \text{В/см}$, а $[\mu] = \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

В качестве примера при $E = 100$ В/см и $T = 0,2$ К значение $\tau \approx 1$ с. В тех же единицах E можно определить положение максимума потенциального барьера (рис. 2):

$$z_M \approx 1400 \frac{1}{\sqrt{E}} \text{ \AA}.$$

В слабых полях E заведомо выполняется неравенство $z_M \gg z_0$, что оправдывает применение теории Крамерса [12] к вычислению времени жизни отрицательного иона согласно формуле (9).

Следует отметить, что величины максимума V_M и минимума V_0 потенциала $V_E(z)$ (рис. 2) определяют главную (экспоненциальную) зависимость времени жизни отрицательного иона (9) на границе раздела растворов жидкого гелия. При этом положения экстремумов функции $V_E(z)$ — z_0 и z_M — определяют только предэкспоненту в формуле (9).

Заключение

Цель нашей работы — привлечение внимания экспериментаторов к изучению свойств отрицательных ионов на границе раздела растворов жидкого гелия. Нами сделано только первое приближение в теории

рассматриваемых явлений в предположении, что граница растворов является резкой и жесткой. Эффектами ее колебаний, т.е. риплонными взаимодействиями, мы пренебрегли. Определение на опыте частоты колебаний отрицательных ионов ω_0 , энергии их основного состояния V_0 , а также времени жизни τ может оказаться полезным как способ диагностики свойств растворов жидкого гелия.

Работа поддержана грантом РФФИ.

1. L. Bruschi, B. Maraviglia, and F.E. Moss, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 682 (1966).
2. W. Schoepe and C. Probst, *Phys. Lett.* **A31**, 490 (1970).
3. W. Schoepe and G.W. Rayfield, *Phys. Rev.* **A7**, 2111 (1973).
4. G.W. Rayfield and W. Schoepe, *Phys. Lett.* **A34**, 133 (1971).
5. Milton W. Cole and James R. Lein, *J. Low Temp. Phys.* **36**, 331 (1979).
6. M. Kuchnir, Pat.R. Roach, and J.B. Ketterson, *J. Low Temp. Phys.* **3**, 183 (1970).
7. P. Leiderer, M. Wanner, and W. Schoepe, *J. Phys. (France)* **39**, C6-1328 (1978).
8. M. Wanner, P. Leiderer, and T. Reverchon, *Phys. Lett.* **A68**, 226 (1978).
9. А.М. Дюгаев, П.Д. Григорьев, Е.В. Лебедева, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 165 (2009).
10. Е.В. Лебедева, А.М. Дюгаев, П.Д. Григорьев, *ЖЭТФ* **137**, 789 (2010).
11. R.S. Crandal and R. Williams, *Phys. Rev.* **A5**, 2183 (1972).
12. H.A. Kramers, *Physica* **7**, 284 (1940).
13. S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.* **15**, 63 (1943).

Negative ions at helium mixtures interface

A.M. Dyugaev, P.D. Grigoriev, and E.V. Lebedeva

The properties of electron bubbles localized at the interface between ^3He and $^3\text{He}-^4\text{He}$ mixture by polarization attraction force have been studied in a low-temperature region. The equilibrium state of such objects is characterized by a binding energy of 6.5 K and an oscillating spectrum of the first excitations with a frequency $0.6 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Shifting electric field $E = 100$ V/cm at $T = 0.2$ K leads to decay of the binding bubble state with lifetime $\tau \approx 1$ s. The experimental study of bubble electron states may be useful for testing liquid helium mixtures interface.

PACS: 67.60.G Solutions of ^3He in liquid ^4He .

Keywords: low temperatures, negative ions, liquid helium mixtures.