

## 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  $^3\text{He}$  с насыщенным раствором  $^4\text{He}$ – $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$  з насиченим розчином  $^4\text{He}$ – $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$  в жидком  $^4\text{He}$ .

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  $^3\text{He}$ –насыщенный раствор  $^4\text{He}$ – $^3\text{He}$  [1–7]. Если отрицательный ион сформирован в более плотной жидкости (раствор  $^4\text{He}$ – $^3\text{He}$ ), он уходит в менее плотную жидкость (жидкий  $^3\text{He}$ ) за времена  $\sim 1$ – $100 \text{ с}$  [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  $^3\text{He}$ , и объемное значение его внутренней энергии равно  $E_0^+$ . Переход отрицательного иона в насыщенный раствор  $^4\text{He}$ – $^3\text{He}$  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  $^4\text{He}$ – $^3\text{He}$ . 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  $^4\text{He}$ – $^3\text{He}$  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:  $E_0^+$ ,  $E_0^- \sim 10^3 \text{ К}$ .

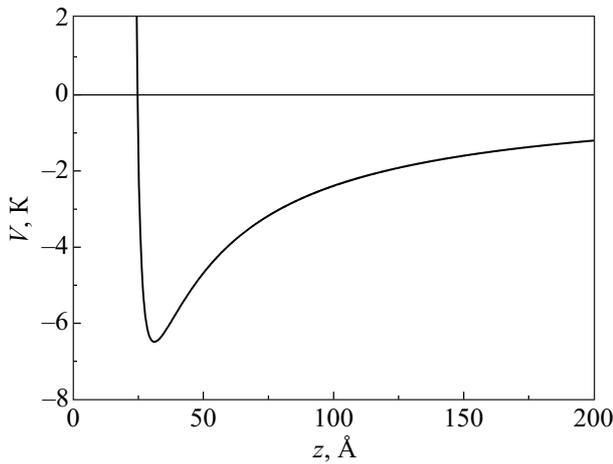


Рис. 1. Потенциал взаимодействия электронного пузырька с границей раздела насыщенных растворов жидкого гелия в отсутствие электрического поля. Положение минимума  $z_0 = 31,2 \text{ \AA}$ .

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  $\epsilon_3$  и  $\epsilon_4$ , 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  $\omega_0$  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  $\tau$  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]:

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

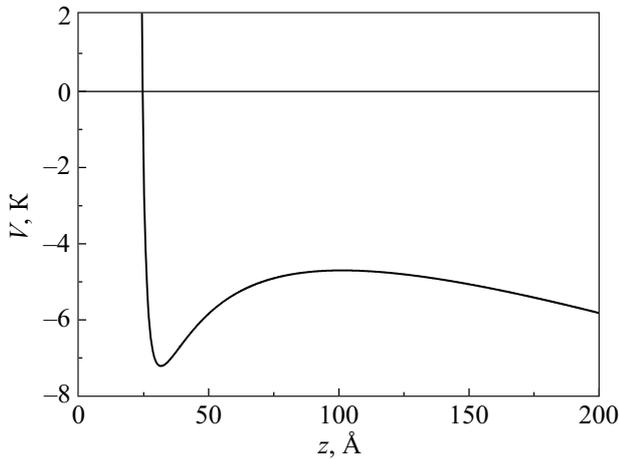


Рис. 2. Потенциал взаимодействия электронного пузырька с границей раздела насыщенных растворов жидкого гелия при наличии отжимающего электрического поля  $E = 200$  В/см.

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  ${}^3\text{He}$ . 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 Крамера [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  $\omega_0$ , энергии их основного состояния  $V_0$ , а также времени жизни  $\tau$  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  ${}^3\text{He}$  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  ${}^3\text{He}$  in liquid  ${}^4\text{He}$ .

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