

ДИФФУЗИОННЫЙ ПЕРЕХОД ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Е. В. Лебедева^{c}, А. М. Дюгаев^{a,b}, П. Д. Григорьев^{a,b}*

^a *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Max-Planck-Institut für the Physics of Complex Systems
D-01187, Dresden, Germany*

^c *Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 2 октября 2009 г.

Построена теория перехода электронных пузырьков через границу раздела криогенных жидкостей, основанная на новом подходе к вычислению потенциала взаимодействия пузырька с границей. Подтверждением теории служит хорошее соответствие с экспериментами по измерению зависимости потенциального барьера вблизи границы жидких He^4 , He^3 и вакуума, а также у поверхности, разделяющей насыщенные растворы He^3 и He^4 , от внешнего электрического поля. Выявлена изотопическая инвариантность зависимости потенциала взаимодействия от расстояния между электронным пузырьком и границей раздела по отношению к трем вариантам такой границы. Для отрицательных ионов в He^4 и He^3 определена основанная на теории Крамерса зависимость их времени жизни от температуры и электрического поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Отрицательные ионы вблизи поверхности криогенных жидкостей представляют собой предмет многочисленных исследований. Эти объекты имеют вид пузырьков, которые формируются в результате отталкивания электронов от атомов инертных жидкостей, таких как He^4 , He^3 , Ne, H_2 . Большое количество работ в этой области было выполнено в 70-х–80-х годах на волне интереса к физике двумерных заряженных систем. Дело в том, что электронные пузырьки могут образовать двумерную систему, если они находятся в потенциальной яме на границе раздела двух сред с различными поляризационными свойствами. Минимум потенциальной энергии формируется силой поляризационного отталкивания электрона от границы и внешним электрическим полем E . Зависимость потенциала от расстояния z между пузырьком и границей имеет вид

$$V(z) = \frac{A}{z} + eEz. \quad (1)$$

Если речь идет о границе раздела жидкость–вакуум, то (рис. 1а)

$$A = A_v = \frac{e^2(\varepsilon - 1)}{4\varepsilon(\varepsilon + 1)}, \quad (2)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость жидкости, и

$$A = A_s = \frac{e^2(\varepsilon_4 - \varepsilon_3)}{4\varepsilon_4(\varepsilon_4 + \varepsilon_3)}, \quad (3)$$

если имеется в виду граница раздела двух жидких фаз, например, насыщенных растворов He^3 и He^4 , когда ион помещен в более плотную среду, при этом ε_4 , ε_3 — диэлектрические проницаемости соответственно более плотной и менее плотной среды (рис. 2).

Работы, посвященные транспорту ионов через потенциальный барьер на границе раздела фаз, часто носили вспомогательный характер и имели целью определить условия формирования стабильной двумерной системы, когда утечка заряда через границу пренебрежимо мала. Этим можно объяснить тот факт, что до последнего времени не было создано удовлетворительной теории перехода электронного

*E-mail: lebedeva@issp.ac.ru

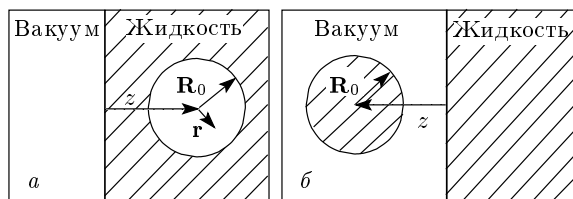


Рис. 1. Иллюстрация эквивалентности действия сил Ван дер Ваальса, одинаково притягивающих пузырьки и капли к границе раздела жидкость–вакуум

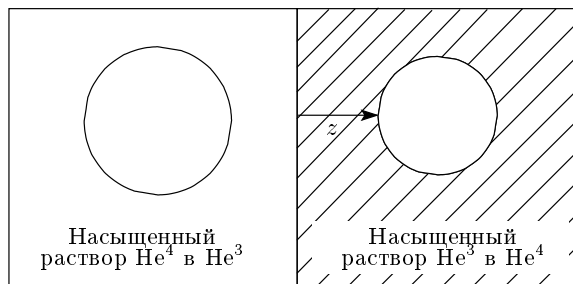


Рис. 2. Схема диффузионного перехода отрицательного иона из насыщенного раствора He^3 в He^4 в менее плотный насыщенный раствор He^4 в He^3

пузырька через границу двух сред. Предпринятые попытки описать движение ионов из жидкого гелия в вакуум базировались на двух принципиально различных подходах. Более ранняя теория [1] рассматривала электронные пузырьки как ансамбль частиц, подчиняющийся бoльцмановской статистике. Переход частицы через барьер описывался классической диффузионной теорией. Вероятность такого процесса рассчитывалась с помощью уравнения Смолуховского, которое применимо для случая вязкой среды. При этом величина потенциального барьера не могла быть получена из теории, а оценивалась на основании экспериментальных данных. Следствием такого расчета являются характеристики потенциального барьера, которые на порядки превышают разумные значения.

Позднее была предложена другая модель ионного транспорта через границу жидкого He^4 или He^3 , согласно которой электрон туннелирует из пузырька в вакуум, если он оказывается достаточно близко к поверхности жидкости [2]. Соответствие туннельной теории экспериментальным данным достигалось только при условии, что в формулах фигурировал радиус пузырька R_0 , превышающий в полтора раза значения, известные из экспериментов по изме-

рению подвижности ионов. Подстановка общепринятых значений R_0 в формулы работы [2] для вероятности туннелирования электрона в вакуум дает время жизни пузырька на 3 порядка большее того, что получено из эксперимента. В работе [3], развивающей туннельный подход, авторы признают, что такое значительное расхождение может быть объяснено лишь какой-то весьма существенной характеристикой системы, которую теоретики и экспериментаторы упускают из вида.

В работах [4, 5] были получены экспериментально зависимости электрического тока $I(T)$ через границу раздела жидкость–вакуум и границу раздела насыщенных растворов He^3 и He^4 от температуры. В обоих случаях эти зависимости имеют одинаковый, активационный характер:

$$I(T) \propto e^{-\Delta/T},$$

где параметр Δ зависит от прижимающего поля E . Можно предположить, что механизм транспорта электронов через поверхность один и тот же для двух систем. Однако туннельная модель для перехода электронного пузырька через границу растворов неприменима, так как она предполагает существование двух электронных пузырьковых состояний в соседних конденсированных средах (рис. 2). Более реалистичной для нас представляется диффузионная модель, согласно которой электрон пересекает границу вместе с пузырьком.

Для того чтобы построить единую последовательную теорию транспорта электронных пузырьков через границу раздела фаз, необходимо определить форму потенциала вблизи поверхности. Аппроксимация (1) дает бесконечную высоту барьера и не содержит информации о том, как меняется потенциал на расстояниях порядка нескольких межатомных расстояний от границы. Мы обратили внимание на то, что электронные пузырьки в жидком гелии занимают достаточно большой объем, соответствующий сотням атомов жидкого вещества (для He^3 $N = 800$, для He^4 $N = 450$) [6]. Это означает, что силы взаимодействия между атомами гелия должны быть приняты во внимание при определении потенциала, в котором находится пузырек. В работе [7] парное взаимодействие атомов гелия было учтено в численном расчете энергетических параметров электронного пузырька, тем не менее сложный вариационный подход не позволяет ясно увидеть физические причины, которые приводят к формированию конечного потенциального барьера на границе раздела сред. Мы предлагаем достаточно простой способ решить эту проблему, одинаково пригодный как

для границы раздела между инертной жидкостью и вакуумом, так и для границы раздела двух инертных жидкостей (рис. 1, 2).

2. ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ С ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Рассмотрим шарообразную каплю (кластер) вблизи поверхности того же жидкого вещества с плотностью n (рис. 1б). Потенциал дальнего действия притяжения между молекулой жидкости и молекулой кластера есть

$$V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = -\frac{c_6}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^6}, \quad (4)$$

где c_6 — постоянная Ван дер Ваальса. Каждая молекула кластера притягивается к поверхности потенциалом

$$v(z) = -\frac{\pi}{6}c_6n\frac{1}{z^3}. \quad (5)$$

Интегрирование по объему кластера и нормировка на его радиус $x = z/R_0$ дает полный потенциал притяжения кластера к поверхности жидкости [6]:

$$V_b(x) = -\varepsilon_b f_b, \quad (6)$$

$$\varepsilon_b = \frac{\pi^2 c_6 n^2}{6}, \quad f_b(x) = \frac{2x}{x^2 - 1} - \ln \frac{x+1}{x-1}, \quad (7)$$

$$x = \frac{z}{R_0} > 1.$$

Далее перейдем к процедуре образования пузырька в жидкости, занимающей все пространство. На удаление молекул жидкости из объема пузырька на бесконечность будет затрачена определенная работа W против сил поляризационного притяжения со стороны окружающих молекул. Если полупространство вблизи удаляемых молекул заполнить вакуумом, то на образование пузырька будет затрачена меньшая работа по сравнению с W . Это означает, что пузырек притягивается к границе раздела жидкости и вакуума. Из соображений симметрии ясно, что притяжение кластера к жидкости в точности равно притяжению между пузырьком и вакуумом V_b (6) (рис. 1а).

Можно также вслед за авторами [3] учесть конечность пузырька. Для этого введем волновую функцию электрона в пузырьке

$$\psi_e^2(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi R_0} \frac{\sin^2(\pi r/R_0)}{r^2}. \quad (8)$$

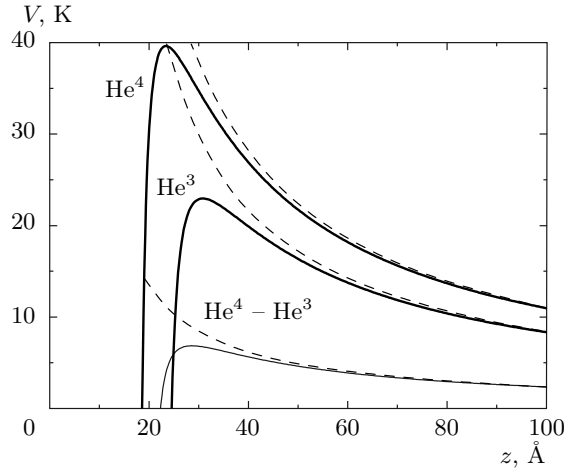


Рис. 3. Зависимость потенциала $V(z)$, определенного выражением (10) при нулевом электрическом поле для жидких He^4 , He^3 и границы раздела их насыщенных растворов. Штриховыми линиями изображены кривые, соответствующие выражению (1)

Тогда потенциал поляризационного отталкивания пузырька от поверхности вместо A/z из (1) будет иметь вид [6]

$$V_e = \varepsilon_e f_e, \quad \varepsilon_e = \frac{A}{R_0}, \quad x = \frac{z}{R_0},$$

$$f_e(x) = \int_0^1 \frac{dy}{y} \ln \left(\frac{x+y}{x-y} \right) \sin^2 \pi y, \quad (9)$$

где $A = A_v$ из формулы (2) для границы раздела жидкость–вакуум, $A = A_s$ из формулы (3) для границы раздела растворов. Полный потенциал взаимодействия электронного пузырька с поверхностью жидкости есть

$$V^-(x) = \varepsilon_e f_e(x) - \varepsilon_b f_b(x) + eEz. \quad (10)$$

В случае же границы раздела растворов He^3 и He^4 (рис. 2) легко показать, что параметр ε_b (6) заменяется на

$$\varepsilon_b = \frac{\pi^2 c_6 n_4 (n_4 - n_3)}{6}, \quad (11)$$

n_4, n_3 — плотности насыщенных растворов соответственно He^4 и He^3 . Отметим, что параметр c_6 одинаков для двух изотопов гелия: $c_6 \approx 1.5$ в атомных единицах [8].

Результаты численного расчета зависимости $V^-(z)$ для границы раздела He^3 , He^4 и вакуума,

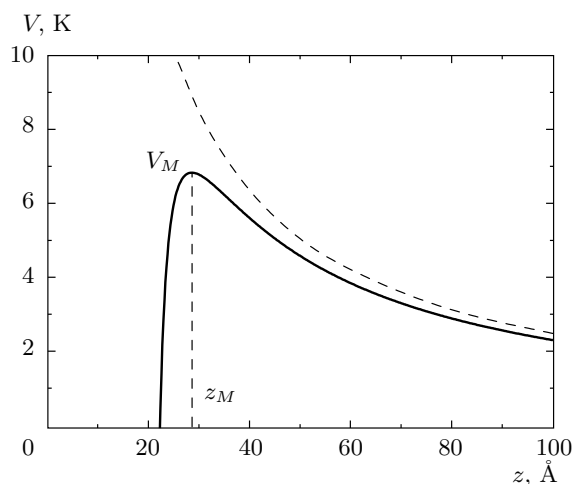


Рис. 4. Зависимость потенциала $V(z)$, определенном выражением (10) вблизи его максимума V_M , при нулевом электрическом поле для границы раздела насыщенных растворов He^3 и He^4

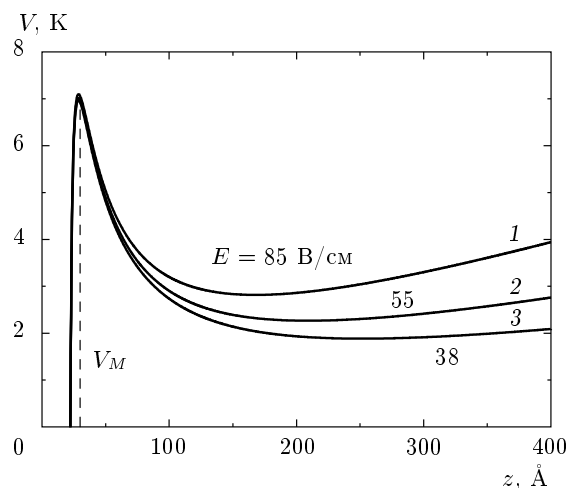


Рис. 5. Зависимость потенциала $V(z)$ для границы раздела насыщенных растворов при различных значениях поля E . Величина V_M слабо зависит от E

а также границы раздела насыщенных растворов в нулевом поле представлены на рис. 3. На рис. 4 зависимость $V^-(z)$ для границы раздела растворов представлена отдельно. Следует обратить внимание на величину z_M , соответствующую положению максимума потенциала V_M . На рис. 4 видно, что $z_M - R_0 = 7-10 \text{ \AA}$. Это значение по крайней мере в два раза превышает межатомное расстояние в жидкости, что оправдывает возможность применения приближения сплошной среды, использованного в нашем подходе. На рис. 5 приведены зависимо-

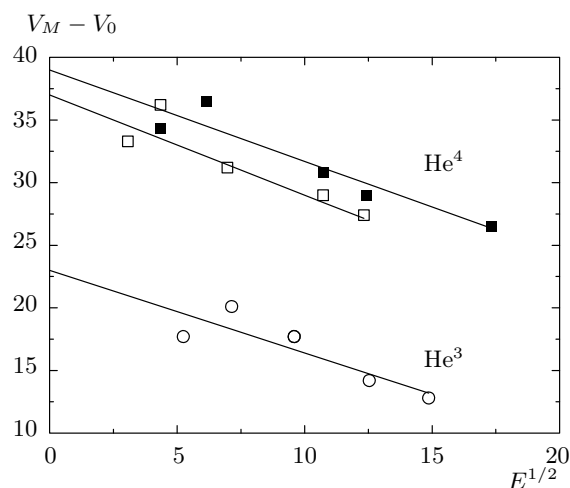


Рис. 6. Зависимость высоты потенциального барьера $V_M - V_0$ от электрического поля E для жидких He^4 и He^3 . Светлые символы соответствуют данным, полученным при измерениях времени жизни электронного пузырька в He^3 и He^4 [2]. Темными символами обозначена высота барьера, полученная из измерений зависимости электрического тока I через поверхность He^4 от температуры [4]. Аппроксимация экспериментальных зависимостей прямыми дает значения V_M при $E = 0$

сти $V^-(z)$ для ионов на границе растворов He^3 , He^4 в различных электрических полях. Рисунок демонстрирует слабую зависимость V_M от электрического поля E . Поскольку потенциал (6) быстро убывает с расстоянием, значение минимума полного потенциала V_0 и его положение z_0 могут быть рассчитаны с учетом только электрических сил (1). Они выражаются формулами

$$V_0 = 2\sqrt{AeE}, \quad z_0^2 = \frac{A}{eE}. \quad (12)$$

Таким образом, имея значения V_0 и V_M , мы можем вычислить высоту потенциального барьера $U = V_M - V_0$ на границе раздела фаз теоретически, не используя экспериментальных данных.

Сравнение зависимости высоты барьера от электрического поля с экспериментальными данными работ [2, 4, 5] приведено на рис. 6, 7. Несмотря на то что полуширина барьеров $V^-(z)$ (10) оказывается сравнимой с размером пузырька, наши результаты совпадают с опытными с хорошей точностью. Для насыщенных растворов имеется серия кривых, соответствующих различным значениям радиуса пузырька. Необходимо уточнить, что в диапазоне температур $T < 0,3 \text{ K}$, при которых были получены

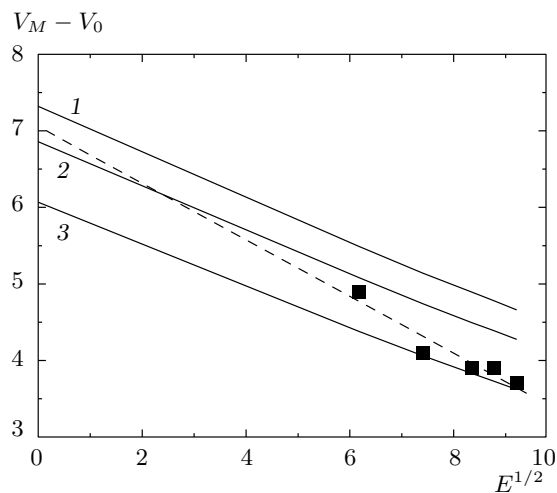


Рис. 7. Зависимость высоты потенциального барьера $V_M - V_0$ от электрического поля E для границы раздела насыщенных растворов He^3 и He^4 . Кривые 1, 2, 3 получены из расчетов по формулам (10), (12) для $R_0 = 19, 20, 21 \text{ \AA}$. Штриховая прямая, аппроксимирующая экспериментальную зависимость [5], дает высоту барьера $V_M \approx 7 \text{ К}$

Таблица

	He^4	He^3	He^{3-4}
$\varepsilon_e, \text{ К}$	63.8	37.1	11.9
$\varepsilon_b, \text{ К}$	8.14	4.563	1.85
$R_0, \text{ \AA}$	17.0	22.5	20
$V_M, \text{ К}$	39	23	7

данные [5], He^4 не растворяется в He^3 , а насыщенный раствор He^3 в He^4 имеет 6-процентную концентрацию [9]. На рис. 7 представлена серия кривых, соответствующих различным значениям радиуса пузырька. Теоретическая оценка R_0 в растворе может быть сделана с учетом того, что на границе пузырька с жидкостью концентрируются атомы He^3 . Наилучшее соответствие экспериментального и теоретического значений достигается при $R_0 = 20 \text{ \AA}$. Отметим, что расхождение с экспериментом теоретических значений V_M , полученных при других R_0 , не превышает 15 %.

Таким образом, учет взаимодействия атомов жидкости (сил Ван дер Ваальса) позволяет описать форму потенциального барьера вблизи границы раздела фаз и вычислить высоту потенциального барьера, которая хорошо согласуется с эксперимен-

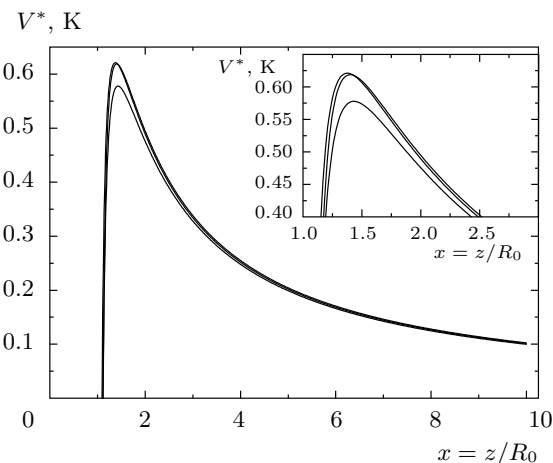


Рис. 8. Зависимость потенциала $V^-(x)$ (10) в приведенных переменных $V_-^* \equiv V_-/\varepsilon_e, x = z/R_0$ в нулевом электрическом поле. Верхние кривые соответствуют чистым изотопам гелия, а нижняя — границе раздела насыщенных растворов

тальными данными. Численные значения параметров $\varepsilon_e, \varepsilon_b, R_0, V_M$ представлены в таблице.

Дадим теперь зависимость потенциала $V^-(x)$ (10) в приведенных переменных $V_-^* \equiv V_-/\varepsilon_e, x = z/R_0$ в нулевом электрическом поле $E = 0$ (рис. 8). Сравнение рис. 4 и рис. 8 демонстрирует масштабную инвариантность потенциала взаимодействия отрицательных ионов с поверхностью изотопов гелия и их растворов. При изменении параметра ε_e (9) в пять раз (см. таблицу) приведенный потенциал V_-^* меняется только на несколько процентов.

Указанная изотопическая инвариантность приведенного потенциала V_-^* связана со слабой зависимостью параметра $\lambda \equiv \varepsilon_b/\varepsilon_e$ от свойств чистых жидких He^3, He^4 и их растворов:

$$V_-^*(x) = f_e(x) + \lambda f_b(x).$$

В самом деле, диэлектрическая проницаемость гелия ε определяется его плотностью n : $\varepsilon \approx 1 + 4\pi n\alpha$, где α — поляризуемость атомов гелия. Так как $\varepsilon - 1 \ll 1$, параметр A_v для жидких He^3 и He^4 составляет

$$A_v \approx \frac{\pi}{2} e^2 \alpha n, \tag{13}$$

а A_s (3) зависит, в основном, только от разности плотностей насыщенных растворов:

$$A_s \approx \frac{\pi}{2} e^2 \alpha (n_4 - n_3). \tag{14}$$

Из сравнения формул (13) и (7), (14) и (11) видно, что для He^4 и He^3

$$\lambda_v \approx \frac{\pi c_6 n R_0}{3e^2 \alpha},$$

а для насыщенных растворов

$$\lambda_s \approx \frac{\pi c_6 n_4 R_0}{3e^2 \alpha}.$$

Таким образом, для трех приведенных кривых различия обусловлены разницей в значениях произведения nR_0 , которая не превышает 15 %.

3. ВРЕМЯ ЖИЗНИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Используя полученную нами формулу для профиля потенциального барьера, мы можем рассчитать время жизни электронного пузырька согласно диффузионной модели и сравнить с экспериментальными данными [2] для He^3 и He^4 . Диффузионная теория прохождения частиц через потенциальный барьер была разработана Крамерсом в работе [10]. Существенными условиями, позволяющими упростить вычисления, являются

$$V_M \gg T, \quad V(z < 0) \ll V_0. \quad (15)$$

При этом для вычисления времени жизни частицы τ достаточно знать характеристики потенциала в его максимуме и минимуме, т. е. при z_M и z_0 , где осуществляется квадратичное разложение функции $V(z)$:

$$V(z) = V_M - \frac{|V_M''|}{2}(z - z_M)^2, \quad (16)$$

$$V(z) = V_0 + \frac{V_0''}{2}(z - z_0)^2. \quad (17)$$

Тогда, согласно Крамерсу [10]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\omega_0}{2\pi} \left[\left(1 + \frac{1}{4\tau_0^2 \omega_M^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2\omega_M \tau_0} \right] \times \exp \left[-\frac{V_M}{T} + \frac{V_0}{T} \right]. \quad (18)$$

Время релаксации τ_0 и частоты ω_M , ω_0 определяются значениями подвижности μ и присоединенной массы M отрицательного иона

$$\tau_0 = \frac{\mu M}{e}, \quad \omega_0^2 = \frac{V_0''}{M}, \quad \omega_M^2 = \frac{|V_M''|}{M}. \quad (19)$$

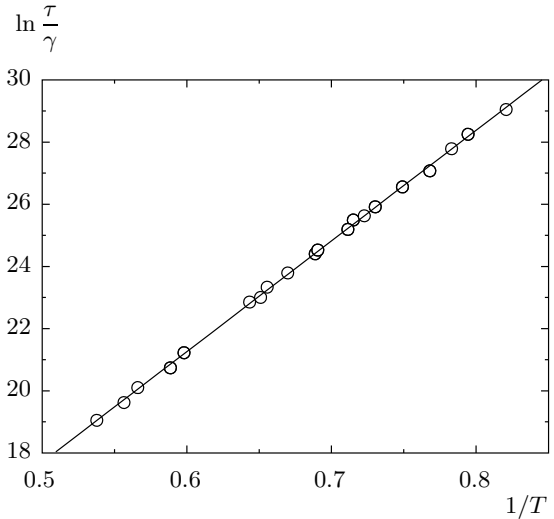


Рис. 9. Зависимость времени жизни электронного пузырька в He^4 от температуры. Точки — результат измерений [1, 2]. Прямая соответствует формуле (20) с $V_M = 35.6$ К, $V_0 = 0.63\sqrt{E}$ К, $\omega_0 = 18 \cdot 10^6 E^{3/4} \text{ c}^{-1}$. Приведенное время жизни γ определяется выражением (21)

В He^4 подвижность ионов ниже λ -точки достаточно велика, поэтому $2\omega_M \tau_0 > 1$, и выражение для τ можно упростить:

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{\omega_0}{2\pi} \exp \left[-\frac{V_M}{T} + \frac{V_0}{T} \right]. \quad (20)$$

Этот результат отвечает приближению малого динамического трения [11].

На рис. 9 представлен результат применения формулы (20) в сравнении с экспериментом [2]. Здесь показана зависимость $\ln(\tau/\gamma)$ от $1/T$. Приведенное время жизни γ определяется как

$$\gamma = \frac{2\pi}{\omega_0} e^{-V_0/T}, \quad \frac{\tau}{\gamma} = e^{V_M/T}. \quad (21)$$

Значения V_M , V_0 и ω_0 для He^4 , полученные из графика, есть

$$V_M = 35.6 \text{ К}, \quad V_0 = 0.63\sqrt{E} \text{ К}, \quad \omega_0 = 18 \cdot 10^6 E^{3/4} \text{ c}^{-1}, \quad (22)$$

где E выражено в В/см. Эти же значения можно вычислить согласно формулам (10), (12), (19):

$$V_M = 39 \text{ К}, \quad V_0 = 0.7\sqrt{E} \text{ К}, \quad \omega_0 = 8 \cdot 10^6 E^{3/4} \text{ c}^{-1}. \quad (23)$$

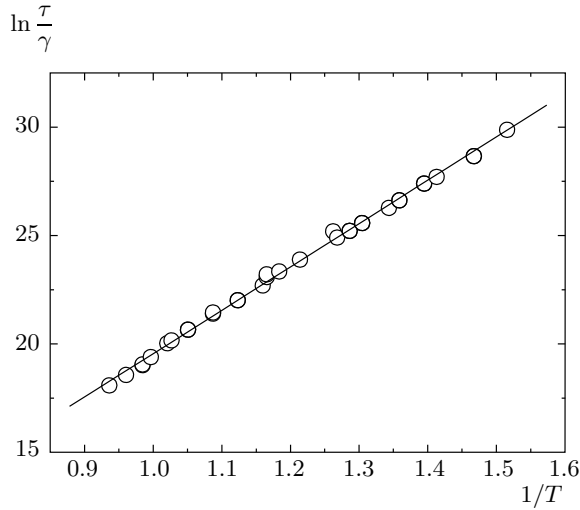


Рис. 10. Зависимость времени жизни электронного пузырька в He³ от температуры. Точки — результат измерений [2] для всех значений электрических полей $E = 9.4, 18.9, 48.6, 115, 152$ В/см. Прямая соответствует формуле (18) с $V_M = 20$ К, $V_0 = 0.45\sqrt{E}$ К, $\gamma_1 = (1.5-2.1)10^{-6}E^{-3/4}$ с. Параметр γ_1 определяется выражением (25)

Для вычисления времени жизни электронного пузырька в He³ следует использовать точное выражение (18). В диапазоне температур экспериментальной работы [2] подвижность отрицательных ионов меняется слабо: $\mu_3 = 0.02-0.028$ см²/В·с [12]. Значения V_M, V_0 и ω_0 , полученные из формул (10), (12), (19) есть

$$V_M = 23 \text{ К}, \quad V_0 = 0.61\sqrt{E} \text{ К},$$

$$\omega_0 = 7.5 \cdot 10^6 E^{3/4} \text{ с}^{-1}. \quad (24)$$

Теперь рассмотрим рис. 10, демонстрирующий зависимость $\ln(\tau/\gamma)$ от $1/T$ для He³ из работы [2] с использованием всех значений электрического поля E , для которых в этой работе выполнялись измерения. Согласно формуле (18)

$$\gamma = \frac{2\pi}{\omega_0} \left[\left(1 + \frac{1}{4\tau_0^2\omega_M^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2\omega_M\tau_0} \right]^{-1} e^{-V_0/T} =$$

$$= \gamma_1 e^{-V_0/T}, \quad \frac{\tau}{\gamma} = e^{V_M/T}. \quad (25)$$

Помимо экспоненциальной зависимости $e^{V_0/T}$ имеется слабая зависимость от температуры выражения в квадратных скобках, связанная с изменением подвижности μ_3 . Численная оценка дает значения γ_1 , лежащие в диапазоне

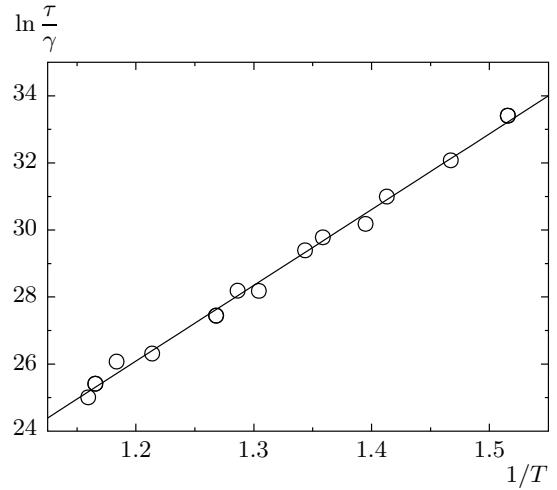


Рис. 11. Зависимость времени жизни электронного пузырька в He³ от температуры [2] в сильных электрических полях $E = 115, 152$ В/см. Прямая соответствует формуле (18) с $V_M = 22.6$ К, $V_0 = 0.61\sqrt{E}$ К, $\gamma_1 = (0.9-1.2)10^{-6}E^{-3/4}$ с

$$\gamma_1 = (2.4-3.3)10^{-6}E^{-3/4} \text{ с}. \quad (26)$$

Значения V_M, V_0 и γ_1 , полученные из графика, есть

$$V_M = 20 \text{ К}, \quad V_0 = 0.45\sqrt{E} \text{ К},$$

$$\gamma_1 = (1.5-2.1)10^{-6}E^{-3/4} \text{ с}. \quad (27)$$

Отметим, во-первых, что наличие трех подгоночных параметров делает процедуру сравнения теории и эксперимента неоднозначной. Наиболее значительное расхождение в указанном варианте подгонки имеет параметр V_0 . Это можно объяснить тем, что условие $V_0/T \gg 1$, необходимое для точного определения V_0 , не соблюдается в слабых полях E . Во-вторых, более сложная по сравнению с формулой (20) формула (18) не дает возможности оценить отклонение параметра ω_0 от теоретического значения (24).

Если для сравнения экспериментальных и теоретических значений параметров задачи мы ограничимся случаем сильных полей ($E = 221, 157$ В/см), то получим более близкое соответствие. Зависимость $\ln(\tau/\gamma)$ от $1/T$, показанная на рис. 11 дает следующие значения V_M, V_0 и γ_1 :

$$V_M = 22.6 \text{ К}, \quad V_0 = 0.61\sqrt{E} \text{ К},$$

$$\gamma_1 = (0.9-1.2)10^{-6}E^{-3/4} \text{ с}. \quad (28)$$

Таким образом, в сильных полях экспоненциальные параметры, полученные из анализа экспериментальных данных, почти совпадают с теоретическими, а предэкспонента оказывается меньше в 2.5–3 раза.

Имеющиеся расхождения теории и эксперимента можно связать с относительной грубостью модели, которая не учитывает целый ряд факторов. Так, присоединенная масса иона считается постоянной, в действительности она уменьшается при приближении к границе [13] и это должно приводить к уменьшению теоретического значения γ_1 из выражения (26), как это и имеет место согласно формулам (27) и (28).

В целом изложенный нами подход, впервые описанный в работе [6], позволяет объяснить широкий спектр экспериментов по движению отрицательных ионов через границу раздела фаз в жидком гелии с единых позиций. Предложенная нами теория транспорта отрицательных ионов применима также и к жидким водороду и неону, исследованным в работах [14, 15].

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

ЛИТЕРАТУРА

1. G. W. Rayfield and W. Schoepe, Phys. Lett. A **34**, 133 (1971).
2. W. Schoepe and G. W. Rayfield, Phys. Rev. A **7**, 2111 (1973).
3. M. W. Cole and J. R. Klein, JLTTP **36**, 331 (1979).
4. W. Schoepe and C. Probst, Phys. Lett. A **31**, 490 (1970).
5. M. Kuchnir, Pat. R. Roach, and J. B. Ketterson, JLTTP **3**(2), 183 (1970).
6. А. М. Дюгаев, П. Д. Григорьев, Е. В. Лебедева, Письма в ЖЭТФ **89**, 165 (2009).
7. F. Ancilotto and F. Toigo, Phys. Rev. B **50**, 12820 (1994).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
9. Б. Н. Есельсон и др., *Растворы квантовых жидкостей He³-He⁴*, Наука, Москва (1973).
10. Н. А. Кramers, Physica **7**, 284 (1940).
11. S. Chandrasekhar, Rev. Mod. Phys. **15**, 1 (1943).
12. M. Kuchnir, Pat. R. Roach, and J. B. Ketterson, Phys. Rev. A **2**, 262 (1970).
13. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
14. L. Bruschi, G. Mazzi, M. Santini, and G. Torzo, J. Phys. C: Sol. St. Phys. **8**, 1412 (1975).
15. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ **60**, 452 (1994).