

Заряженные макрочастицы над жидким гелием

А.М. Дюгаев^{1,3}, П.Д. Григорьев¹, Е.В. Лебедева²

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

E-mail: dugaev@itp.ac.ru

pasha@itp.ac.ru

²Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

E-mail: lebedeva@issp.ac.ru

³Max-Planck-Institut for the Physics of Complex Systems, Dresden D-01187, Germany

Статья поступила в редакцию 3 июля 2012 г.

Анализ свойств плазмы с макрочастицами (пылевой плазмы) при криогенных температурах привел нас к необходимости учесть эффекты конденсации гелия на этих частицах. Микронные частицы в насыщенном паре гелия покрыты пленкой жидкого гелия толщиной около 100 Å. Это ограничивает их электронный заряд, так как пленка гелия слабопроницаема для электронов. Исключением являются кластеры Cs, Rb и K, которые не смачиваются гелием.

Аналіз властивостей плазми з макрочастинками (пилової плазми) при криогенних температурах привів нас до необхідності врахувати ефекти конденсації гелію на цих частинках. Мікронні частинки в насиченому парі гелію покриті плівкою рідкого гелію завтовшки близько 100 Å. Це обмежує їх електронний заряд, оскільки плівка гелію є слабопроникною для електронів. Виключенням є кластери Cs, Rb та K, які не змочуються гелієм.

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

52.27.Lw Пылевая или комплексная плазма, плазменные кристаллы;

52.80.–s Электрические разряды;

34.70.+e Перенос заряда.

Ключевые слова: низкие температуры, пылевая плазма, жидкий гелий.

1. Введение

В первых экспериментах по изучению свойств при-
месных макрочастиц в гелии рассматривались ней-
тральные кластеры, которые внедрялись в жидкость
через ее поверхность из насыщенного пара [1–3]. Нами
было предложено зарядить их непосредственно в жид-
ком гелии, а затем прижать электрическим полем к
поверхности раздела жидкость–пар [4,5]. Это могло бы
дать уникальную возможность наблюдать двумерную
заряженную плазму из макрочастиц под поверхностью
гелия. Развитие эксперимента пошло по другому пути,
начиная с исследования пылевой плазмы при криоген-
ных температурах в паре гелия [6,7]. Была поставлена
цель получить большой заряд пылевых частиц при
возможно более низкой (гелиевой) температуре, так
как известно, что неидеальность плазмы растет при

понижении T [8,9]. Это давало возможность рассмот-
реть предел $T \rightarrow 0$, отвечающий холодной системе за-
ряженных макрочастиц в паре над жидким гелием.
Однако переход от комнатной к гелиевой температуре
принес несколько неожиданных результатов. Первый
— это сильное уменьшение заряда пыли даже в парах
гелия малой плотности [10]. Второй, более интерес-
ный: в насыщенном паре, когда на дне сосуда под
плазмой конденсировался жидкий гелий, пылевые час-
тицы переставали заряжаться. Если определить их за-
ряд Z безразмерным параметром $Z^* = e^2 Z / (R_0 T_e)$ (R_0
— радиус частицы, T_e — электронная температура),
то само присутствие гелия уменьшало Z^* до значения
 10^{-2} [11]. Возникает вопрос: как жидкий гелий может
сильно изменить свойства пылевой плазмы, не имея с
ней непосредственного контакта? Попытка ответить на
этот вопрос предложена в настоящей работе.

2. Слои и пленки гелия на макрочастицах

Жидкий гелий имеет самую малую из всех конденсированных сред энергию связи на одну частицу: 7,17 К для ^4He и 2,52 К для ^3He . Это связано со слабостью взаимодействия атомов гелия. Однако притяжение атома гелия к поверхности любого материала, кроме металлов Cs, Rb, и K, очень сильное. Взаимодействие атома гелия–поверхность можно характеризовать эмпирическим потенциалом [12]:

$$V(z) = \frac{4C_3^3}{27D^2z^9} - \frac{C_3}{z^3}, \quad (1)$$

z — расстояние атома до поверхности, D — глубина потенциала, C_3 — постоянная Ван-дер-Ваальса. Потенциал $V(z)$ имеет минимум при $z = z_m$, где z_m связано также эмпирически с D и C_3 [13]:

$$D = 1,7 \frac{C_3}{z_m^3}. \quad (2)$$

Как правило, $z_m \approx 3\text{--}5 \text{ \AA}$, а $D \approx 60\text{--}120 \text{ К}$. Максимальное значение D имеет графит (190 К), а минимальное Cs (5 К) [12]. Потенциал (1) формирует для атома гелия несколько (2–6) его поверхностных уровней. При понижении T происходит конденсация атомов гелия на этих уровнях, что приводит к сильной зависимости плотности пара $n(z)$ от расстояния до поверхности z , которую можно оценить по квазиклассической формуле:

$$n(z) = n(\infty) \exp(-V(z)/T), \quad (3)$$

$n(\infty) = n_v$ — плотность пара вдали от поверхности. Для $T = 4,2 \text{ К}$ (температура кипения гелия) и типичного $D = 80 \text{ К}$ из (3) следует увеличение плотности пара при $z = z_m$ с фактором 10^8 . Это означает, что даже при низкой плотности пара $n_v = 10^{14}/\text{см}^3$ его плотность на поверхности имеет жидкостное значение $n_v \approx 10^{22}/\text{см}^3$, а сама поверхность покрыта несколькими слоями твердого или жидкого гелия. Этот эффект смачивания поверхности гелием слабо зависит от близости давления пара $p_v = n_v T$ к своему насыщенному значению p_0 , однако важна малость температуры T . Эффекты смачивания и свойства слоистых гелиевых структур хорошо изучены [12,14]. Гелий смачивает все вещества, кроме Cs, Rb и K [12].

Перейдем теперь к случаю, когда давление пара p_v близко к своему насыщенному значению $p = p_0(T)$, и на поверхности частицы существует пленка жидкого гелия. Здесь необходимо учесть макроскопические (геометрические) эффекты (см. рис. 1). Рассматривается частица радиусом R_0 , которая находится на расстоянии L над поверхностью жидкого гелия. Пленка гелия имеет радиус R_1 , ее толщина равна $R_1 - R_0 = h_0$. Определим зависимость h_0 от R_0 , L , а также от

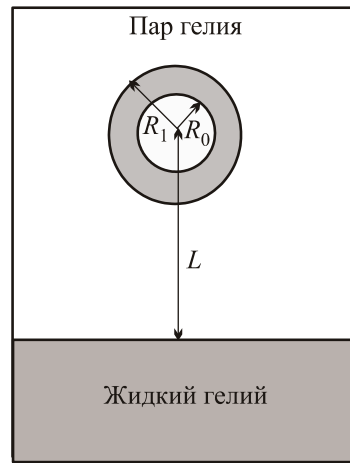


Рис. 1. Кластер радиусом R_0 , покрытый пленкой радиусом R_1 , левитирует на высоте L над жидким гелием.

свойств вещества частицы, предполагая, что $h_0 \ll R_0$. Для этого на основе классических работ [15–17] приведем выражение для энергии пленки гелия E :

$$E = NT \ln \frac{p_0}{p} + 4\pi\sigma_{01}R_0^2 + 4\pi\sigma_0R_1^2 + \frac{4\pi R_0^2 \epsilon_0}{h^2}. \quad (4)$$

Первый член в (4) — объемная энергия пленки, N — число ее частиц, $N = 4\pi R_0^2 h n_0$, где n_0 — плотность жидкого гелия. Давление пара гелия $p = p(L)$ на высоте L над массивным жидким гелием определяется известной формулой [18]:

$$p(L) = p_0 \exp\left(-\frac{MgL}{T}\right), \quad (5)$$

M — масса атома гелия, g — ускорение силы тяжести.

Второй член в (4) определяет поверхностную энергию границы между частицей и пленкой гелия. Параметр $\sigma_{01} < 0$, так как мы рассматриваем случай смачивающейся гелием частицы. Третий член в (4) — поверхностная энергия границы между пленкой и паром. Здесь можно приближенно заменить R_1^2 на $R_0^2 + 2R_0h$. Параметр σ_0 — поверхностное натяжение жидкого гелия, $\sigma_0 = 0,274 \text{ К}/\text{\AA}^2$ при $T = 0$. Последний член в (4) связан со вкладом сил Ван-дер-Ваальса в энергию пленки. Значение энергии ϵ_0 определяется через параметр C_3 из формулы (1):

$$\epsilon_0 = 1/2n_0C_3, \quad (6)$$

типичное значение $\epsilon_0 \approx 30 \text{ К}$. Из (4), (5) следует разделение E на главную часть E_0 и поправку ΔE , зависящую от h :

$$E = E_0 + \Delta E; \quad E_0 = 4\pi R_0^2(\sigma_{01} + \sigma_0),$$

$$\Delta E = \frac{4\pi R_0^2 \epsilon_0}{h^2} + 4\pi h R_0(2\sigma_0 + R_0 L \rho g), \quad (7)$$

$\rho = 0,145 \text{ г/см}^3$ — массовая плотность жидкого гелия при нулевой температуре. Из формулы (7) видно, что при определении оптимального значения толщины пленки h_0 следует различать два предельных случая:

$$R_0 L \ll \frac{2}{\kappa^2} \text{ и } R_0 L \gg \frac{2}{\kappa^2}, \quad \kappa^2 = \frac{\rho g}{\sigma_0}, \quad (8)$$

κ — капиллярная постоянная жидкого гелия: $1/\kappa = 0,05 \text{ см}$. В первом случае h_0 зависит только от R_0 :

$$h_0 = \left(\frac{R_0 \epsilon_0}{\sigma_0} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Для $R_0 = 10^{-4} \text{ см}$ типичное значение $h_0 = 100 \text{ \AA}$.

Во втором случае h_0 зависит только от высоты левитации частицы L :

$$h_0 = \left(\frac{2\epsilon_0}{L\rho g} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

Для микронной частицы ($R_0 = 10^{-4} \text{ см}$) предел (10) реализуется при $L > 50 \text{ см}$, а предел (9) — при $L < 50 \text{ см}$. Выражения (9), (10) применимы для макроскопических пленок, когда $h_0 \gg a_0$, $a_0 \approx 3,5 \text{ \AA}$ — межатомное расстояние жидкого гелия. Такое условие дает нефизическое ограничение на параметр L в (10): $L \ll 10^6 \text{ см}$, а (9) применимо для всех $R_0 \gg a_0$.

Выражения (7) достаточно для определения энергии сольватации частицы жидким гелием W . В паре над жидкостью энергия частицы складывается из двух частей:

$$E_v = 4\pi\sigma_{01}R_0^2 + 4\pi\sigma_0R_0^2 \left(1 + 3 \frac{h_0}{R_0} \right). \quad (11)$$

В жидкости же у макрочастицы нет пленки, поэтому

$$E_L = 4\pi\sigma_{01}R_0^2. \quad (12)$$

В разность $W = E_L - E_v$ не входит трудновычисляемая величина σ_{01} , поэтому

$$W = -4\pi\sigma_0R_0^2 \left(1 + 3 \frac{h_0}{R_0} \right). \quad (13)$$

Из (13) следует, что для тех частиц, которые смачиваются гелием, нет поверхностных связанных состояний. Иначе говоря, они тонут в гелии. Плавать на поверхности гелия могут только кластеры металлов Cs, Rb и K, для которых $\sigma_{01} > 0$ (4).

3. Заряженные макрочастицы

Зарядка пылевых частиц в гелиевой плазме определяется конкуренцией процессов прилипания и рекомбинации зарядов разного знака на их поверхности. Частицы становятся отрицательно заряженными, так как подвижность электронов выше подвижности заряженных ионов He_2^+ . Частица начинает испускать электроны, если их число превышает предельное значение Z_0 , определенное соотношением [19]

$$E_A = \frac{Z_0 e^2}{R_0}, \quad (14)$$

где E_A — энергия сродства частицы к электрону, для металлов E_A меняется в пределах 2–5 эВ. При $Z > Z_0$ автораспадные электронные состояния могут иметь очень большие времена жизни, поэтому рост заряда частицы прекращается только тогда, когда сравниваются потоки зарядов разного знака на ее поверхность. В модели ограниченного орбитального движения [6,20,21] принимается, что только быстрые электроны, которые могут преодолеть поверхностный барьер частицы, способны прилипнуть к ней. Зависимость сечения поглощения электрона частицей σ_e от его энергии E_e в рамках указанной модели имеет вид [6]

$$\sigma_e(\epsilon_e) = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{V_e^+}{\epsilon_e} \right), \quad \epsilon_e > V_e^+; \\ \sigma_e(\epsilon_e) = 0, \quad \epsilon_e < V_e^+. \quad (15)$$

Здесь V_e^+ — величина поверхностного потенциального барьера, $\epsilon_e = m_e v_e^2 / 2$, где v_e — скорость электрона. При высоких T , когда эффектами конденсации гелия на поверхности частицы можно пренебречь, значение V_e^+ определяется только отталкиванием электрона от отрицательного заряда частицы: $V_Z = e^2 Z / R_0$. При понижении T на поверхности частицы «вырастает» дополнительный барьер V_v , который может быть оценен в приближении Ферми:

$$V_v = n(R_0) \frac{2\pi\hbar^2 a_0}{m_e}, \quad (16)$$

где $n(R_0)$ — плотность гелия на поверхности частицы, $a_0 = 0,62 \text{ \AA}$ — длина рассеяния электрона на атоме гелия. Согласно (3), $n(R_0)$ может на много порядков превышать плотность пара n_v . Даже один конденсированный слой гелия создает для электрона барьер V_v в 1–3 эВ. Суммарный поверхностный барьер $V_e^+ = V_Z + V_v$ существует даже для одного электрона ($Z = 0$), что является следствием сильного отталкивания электрона от конденсированного гелия. С учетом переопределения значения барьера: $V_Z \rightarrow V_e^+$ нетрудно обобщить результаты, полученные в рамках модели ограниченного орбитального движения. В обозначениях обзора [6] приведем выражение, связывающее эффективный заряд частицы Z^* с электронной T_e , ионной T_i температурами и гелиевым барьером V_v :

$$\exp\left(-\frac{V_v}{T_e}\right) = \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + Z^* \tau) \exp(Z^*), \\ Z^* \equiv \frac{Ze^2}{R_0 T_e}; \quad \tau \equiv T_e / T_i; \quad \mu = m_e / m_i. \quad (17)$$

При низких ионных температурах T_i из (17) видна экспоненциальная малость Z^* :

$$Z^* = \exp\left(-\frac{V_v}{T_e}\right)\left(\frac{T_i m_i}{T_e m_e}\right)^{1/2}. \quad (18)$$

Параметр V_v (18) зависит от давления буферного газа гелия p_v и его температуры T . Предполагается, что поверхность частицы находится в термодинамическом равновесии с паром гелия и имеет ту же температуру T . Если же предположить равенство температур ионов T_i и пара гелия T , то происходит интересное явление конденсации гелия на ионе He_2^+ [22]. Образуется капля He_N^+ радиусом около 9 Å и числом атомов $N \approx 50$. Случай же $T_i \gg T$, когда конденсации не происходит, анализировался в [9].

Приближение статического барьера (18) применимо для тонкой пленки гелия, когда электрон переходит через нее при $\epsilon_e > V_e^+$ и отражается при $\epsilon_e < V_e^+$. Термализация электрона происходит на поверхности макрочастицы, а не в пленке гелия. Очевидно, что увеличение толщины пленки может только уменьшить заряд частицы Z^* (18). Мы не готовы обобщить эту формулу на случай, когда пленка гелия толстая. Однако считаем полезным проанализировать опытные данные по рассеянию электронов на каплях гелия [23]. Электроны, обладающие высокой энергией $\epsilon_e \approx 22$ эВ, захватывались каплями гелия радиусом ≈ 300 Å и за время $\tau \sim 10^{-11}$ с локализовывались в пузырьке радиусом ≈ 17 Å. Термализация электрона, т.е. потеря такой большой кинетической энергии, происходила на малом расстоянии 30–40 Å от границы капли. Если в капле не было примесных частиц, то за время $\sim 10^{-3}$ с электрон уходил из нее, что связано с метастабильностью пузырькового состояния. Если же внутри капли находился кластер из молекул O_2 , H_2O , S, F_6 , имеющих сродство к электрону, то, согласно [23], он захватывал электрон и образовывалась однозарядная частица, покрытая толстой пленкой гелия. Многочарядные кластеры не наблюдались. По-видимому, этот сценарий реализуется и для пылевой плазмы. Даже при высокой температуре T_e термализация электронов происходит в пленке гелия, а не на поверхности макрочастицы. Таким образом, максимальный заряд кластера Z не должен зависеть от электронной температуры T_e при $T_e > 1$ эВ. При $T_e < 1$ эВ электроны не проникают в жидкий гелий, а локализуются на его поверхности [24].

4. Заключение

Проведенный выше качественный анализ эффектов смачивания частиц в гелиевой плазме позволяет прогнозировать результаты некоторых экспериментов в этой области. Макрочастицы металлов Cs, Rb и K не смачиваются жидким гелием и поэтому хорошо заряжаются при низких T . Такие частицы имеют отрицательную энергию сольватации в гелии, что позволяет наблюдать двумерную заряженную систему кластеров Cs, Rb и K на поверхности жидкого гелия. К сожалению,

указанные металлы химически активны, поэтому даже малое количество O_2 или H_2O в гелиевой плазме приводит к окислению поверхности макрочастиц, которая становится смачиваемой [12]. Если в качестве пылевых частиц использовать тонкие слои графита (чешуйчатый графит), можно совместить наблюдение эффектов смачивания с эффектами формы макрочастиц в гелиевой плазме [6].

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-00480.

1. P. Savich and A. Shalnikov, *J. Exp. Teor. Phys. USSR* **10**, 299 (1946).
2. E.V. Gordon, L.P. Mezhev-Deglin, and O.F. Pugachev, *J. Exp. Teor. Phys. Lett.* **19**, 63 (1974).
3. L.P. Mezhev-Deglin and A.M. Kokotin, *J. Low Temp. Phys.* **119**, 385 (2000).
4. A.M. Dyugaev, P.D. Grigoriev, and P. Wyder, *Phys. Status Solidi B* **237**, 260 (2003).
5. P.D. Grigor'ev, A.M. Dyugaev, and E.V. Lebedeva, *HAIT J. Sci. Eng.* **1**, 297 (2004).
6. В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак, В.И. Молотков, О.Ф. Петров, *УФН* **174**, 495 (2004).
7. Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, В.С. Зимнухов, А.П. Нефедов, Д.Н. Поляков, В.Е. Фортов, *ДАН* **382**, 50 (2002).
8. Vladimir Fortov and Greg Morfill, *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space*, CRC Press (2011).
9. С.Н. Антипов, Э.И. Асиновский, А.В. Кириллин, С.А. Майоров, В.В. Марковец, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, *ЖЭТФ* **133**, 948 (2008).
10. J. Kubota, C. Kojima, W. Sekine, and O. Ishihara, in: *Multifaceted Dusty Plasmas*, J.T. Mendonca, D.P. Resends, and P.K. Shukla (eds.), AIP Conf. Ser., Vol. 1041, AIP, Melville, New York (2008), p. 235.
11. N. Uotami, J. Kubota, W. Sekine, M. Chikasue, M. Shindo, and O. Ishihara, *J. Plasma Fusion Res. Ser.* **9**, 404 (2010).
12. E. Cheng, M.V. Cole, J. Dupont-Roc, W.F. Saam, and J. Treiner, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 557 (1993).
13. G. Ihm, M.V. Cole, F. Toigo, and G. Scoles, *J. Chem. Phys.* **87**, 3995 (1987).
14. K.H. Bennemann and J.B. Ketterson, *The Physics of Liquid and Solid Helium*, A Wiley-Interscience Publications (1978).
15. J.J. Thompson, *Application of Dynamics to Physics and Chemistry*, MacMillan, London (1988).
16. J. Frenkel, *Kinetic Theory of Liquids*, Dover, New York (1959), Ch. 7.
17. K.C. Russel, *J. Chem. Phys.* **50**, 1804 (1969).
18. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1976).
19. Е. Илленбергер, Б.М. Смирнов, *УФН* **168**, 731 (1998).
20. P.M. Chung, L. Talbot, and K.J. Touryan, *Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas: Theory and Application*, Springer-Verlag, New York (1975).
21. J.E. Allen, *Phys. Scripta* **45**, 497 (1992).
22. G. Akinci and J.A. Northby, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 573 (1979).

23. M. Farnik and J.P. Toennies, *J. Chem. Phys.* **118**, 4176 (2003).
24. В.Б. Шикин, Ю.П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).

Charged particles over liquid helium

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

The analysis of dusty plasma properties at cryogenic temperatures shows that it is necessary to take into account the condensation of helium on the plasma particles. The micron particles in the saturated helium va-

por are covered by a liquid helium film of 100 Å thick. This leads to the limitation of electron charge of the particles, as the electrons can hardly penetrate such a film. The exceptions are Cs, Rb and K clusters as they are not wetted with helium.

PACS: 67.60.G– Solutions of ^3He in liquid ^4He ;
52.27.Lw Dusty or complex plasmas; plasma crystals;
52.80.–s Electric discharges;
34.70.+e Charge transfer.

Keywords: low temperatures, dusty plasma, liquid helium.