

ГАЗООБРАЗНЫЙ МЕТАЛЛ И ПРОБЛЕМА ПЕРЕХОДА ПАР–ЖИДКОСТЬ (ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ) В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

А. Л. Хомкин^{}, А. С. Шумихин*

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 августа 2019 г.,

после переработки 14 ноября 2019 г.

Принята к публикации 26 ноября 2019 г.

Рассмотрены основные свойства газообразного металла — состояния паров металлов, непосредственно примыкающего к бинодали перехода пар–жидкость. Газообразный металл является смесью электронного желе и ионных остовов. Рассчитана концентрация желе и указана область, где электроны желе доминируют над электронами термически ионизованными. Обсуждаются основные особенности и свойства газообразного металла на примере проводимости: область существования газообразного металла вблизи его бинодали; особенности поведения проводимости на сверхкритических изотермах — наличие минимума и асимптотики. Указан физический смысл «асимптотики» проводимости при росте плотности — это проводимость паров вдоль бинодали сосуществования пар–жидкость.

DOI: 10.31857/S004445102004015X

1. ВВЕДЕНИЕ

Почти семьдесят лет назад Зельдович и Ландау [1] сформулировали проблему, которая обсуждается и до настоящего времени. Остается неясным, как сосуществуют переходы пар–жидкость и диэлектрик–металл в парах металлов: это отдельные переходы или это единый переход. Интересная модель перехода была предложена Ликальтером [2], много сделавшим для понимания этой проблемы. Ключевой идеей в его модели было введение в физику плотных паров металлов нового понятия — газообразный металл. Газообразный металл Ликальтера — это газ атомов, у которых произошло перекрытие классически доступных областей движения связанных электронов. Если предположить, что такое состояние существует, то в соответствии с моделью Ликальтера фазовый переход пар–жидкость — это переход металла из жидкого состояния в состояние газообразного металла, причем совсем не диэлектрическое. В соответствии с моделью Ликальтера, переход в металлизированное состояние продолжается и в газовой фазе при сжатии паров. Диэлектрическое же состоя-

ние паров по Ликальтеру возникает лишь при разрежении. Весьма популярна модель перехода, основанная на гипотезе о плазменном фазовом переходе. Утверждается, что рядом с бинодалью перехода пар–жидкость в газо–плазменной области происходит переход диэлектрик–металл, обусловленный скачкообразным ростом концентрации электронов, вызванным снижением потенциала ионизации атома за счет кулоновского взаимодействия [3, 4].

Окрестности критической точки перехода в парах металлов уже много лет исследуются экспериментально, численно и теоретически. Первыми были исследованы пары щелочных металлов (низкая критическая температура). По ним (особенно для Cs и Rb) существует много экспериментальных данных и теоретических работ [5], которые уже сейчас позволяют утверждать, что существует один фазовый переход — пар–жидкость. Хотя считается, что в парах ртути эти переходы разделены [6].

Исследование процессов металлизации в парах практически всех других металлов осложняется высокими значениями ожидаемых критических температур. По многочисленным оценкам все они лежат в районе электронвольта (см., например, [7, 8]). В этой связи в экспериментах используются в основном импульсные методы — электровзрывы обжатых

^{*} E-mail: alhomkin@mail.ru

проволочек и фольг [9–11], а также ударно-волновые методы [12]. К настоящему времени получено достаточно много экспериментальных данных на бинодали в районе кривой плавления и в околокритической области. Импульсная методика измерений, к сожалению, не позволяет выполнить прямые измерения температуры и ряда других термодинамических параметров.

Достаточно активно уравнение состояния, проводимость, теплопроводность металлов преимущественно в твердом, но и в расширенном состояниях, исследуются численными методами, в частности, весьма популярным квантовым методом молекулярной динамики (QMD) (см., например, [13–17]). Мы отсылаем читателей к оригинальным работам, содержащим обстоятельные обзоры основных достижений *ab initio*-подходов [13–17]. К сожалению, интерпретировать результаты численных расчетов QMD, как правило, довольно сложно, что затрудняет формулировку физических моделей перехода.

Целью настоящей работы является исследование свойств нового плазменного состояния — газообразного металла и обсуждение его роли в процессах перехода пар–жидкость и диэлектрик–металл в парах металлов. Во многих аспектах предлагаемая модель основана на идеях, высказанных Ликальтером [2], но не ограничивается ими. В основе предлагаемой модели (в отличие от модели Ликальтера) лежит представление об электронном желе, возникающем при сжатии атомарного газа. Ионные остовы вместе с электронным желе, по нашим представлениям, и образуют газообразный металл, который существует при любой плотности и этим существенно отличается от газообразного металла по модели Ликальтера, переходя в него лишь при достаточно высокой плотности.

Именно в состояние газообразного металла происходит переход из жидкометаллического состояния при разрежении. При сжатии газообразного металла в газовой фазе при сверхкритических температурах происходит плавный переход в состояние с металлической проводимостью.

2. ЭЛЕКТРОННОЕ ЖЕЛЕ–ГАЗООБРАЗНЫЙ МЕТАЛЛ

Представление об электронном желе достаточно часто встречается в физике конденсированного состояния. Прежде всего необходимо упомянуть зонную теорию твердого тела, где твердое тело представляет из себя смесь газа вырожденных электро-

нов с погруженными в него ионными остовами. В образовании зоны проводимости участвуют, как правило, все валентные электроны. В нашем понимании электроны из зоны проводимости твердого тела это и есть то состояние электронов, в которое превращается электронное желе, введенное в нашей модели [18, 19] ранее для паров металлов. Его можно считать зачатком зоны проводимости. Электроны желе не потеряли связи с ионным остовом, но могут перемещаться из ячейки в ячейку. Представление о желе является фундаментальным понятием метода погруженного атома — весьма популярной физической модели жидкометаллического состояния. Речь идет о расширенном металле, где концентрация желе является во многом неизвестной функцией. Имеются теоретические работы по расчету концентрации электронов желе, как фундаментальные [20, 21], так и феноменологические [22, 23]. Задача этих работ — подсчет вклада электронной плотности связанных состояний из первой и последующих координационных сфер в рассматриваемую точку. Часто из-за сложности расчета используются различного рода подгоночные соотношения. Атомы рассматриваются как погруженные в желе ионы, которые взаимодействуют посредством неких (как правило, феноменологических) потенциалов [23].

Представление об электронном желе было использовано и в работе [24], посвященной расчету уравнения состояния сверхсжатого атомарного водорода в ячеечном приближении. Электронная плотность внутри ячейки рассматривалась как сумма плотности электронов основного состояния и константы. Эту константу можно рассматривать как электронное желе. На основе данного подхода были рассчитаны полная энергия ячейки и уравнение состояния.

В серии наших работ, посвященных уравнению состояния и проводимости плазменного флюида в окрестности критической точки, также было введено представление об электронном желе. Первоначально речь шла о расчете проводимости в критической точке паров металлов. Поскольку ранее было установлено, что степень термической ионизации паров металлов в окрестности критической точки мала и она не может обеспечить измеренный (Cs, Rb) уровень электропроводности, в работе [18] было введено представление об электронном желе, первоначально в критической точке. Для расчета плотности электронов желе была использована оригинальная методика, основанная на подсчете электронной плотности связанных электронов, лежащих вне атомарной ячейки Вигнера–Зейтца (ВЗ). Методика

оказалась пригодной для использования практически для всех металлов периодической системы. В результате были рассчитаны параметры критических точек, а также проводимость паров металлов в критической точке и ее окрестности. В работе [19] в модель добавлены процессы термической ионизации, что позволило существенно расширить диапазон расчетных температур и плотностей. Эта модель получила название «3+» компонентная модель плазмы, поскольку в ней рассматривались термические электроны, ионы, атомы и «+» электроны желе. В модели присутствуют одновременно и термически ионизованные электроны, концентрация которых определяется формулой Саха, и электроны желе. В зависимости от внешних условий превалируют либо те, либо другие. Экспоненциальная зависимость от плотности электронов желе делает область сосуществования электронов обеих типов весьма узкой.

Кратко напомним методику расчета плотности электронов желе. Зная волновую функцию i -го связанного электрона $\Psi_i(r)$ изолированного атома, которые рассчитаны в приближении Хартри–Фока для многих атомов и представлены в [25] виде разложения по слеттеровским орбиталам, можно рассчитать долю электронной плотности, участвующей в образовании электронного желе в ячеечном приближении. Эта доля α_j^i определяется интегрированием $|\Psi_i(r)|^2$ вне ячейки ВЗ и вкладом постоянного фона внутри ячейки $\Psi_i^2(y_a)$:

$$\alpha_j^i = \int_{y_a}^{\infty} |\Psi_i(r)|^2 r^2 dr + \frac{y_a^3}{3} \Psi_i^2(y_a), \quad (1)$$

где y_a — радиус ячейки ВЗ для текущей атомарной плотности n_a в атомных единицах $y_a = (3/4\pi n_a)^{1/3}/a_0$. В принципе, таким способом можно вычислить вклад всех атомных электронов в желе, но мы в своих расчетах использовали данные [24] только для валентных электронов, поскольку вклад других электронов ионного остова в наших условиях мал и не влияет на итоговую величину $\alpha_j = \sum_i \alpha_j^i$.

Величина α_j описывает также заряд остаточного иона, погруженного в желе, ее можно также назвать степенью «холодной ионизации». В целом ячейка ВЗ остается электронейтральной. Для расчета величины α_j необходимо знание концентрации атомов, которую дает соответствующее уравнение состояния.

3. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим неидеальную смесь атомов N_a , ионов N_i и электронов N_e . Система занимает объем V и находится при температуре $kT = 1/\beta$. Свободную энергию смеси F можно представить в виде идеального-газового слагаемого F^0 и добавки ΔF , описывающей эффекты взаимодействия между частицами:

$$F = F^0 + \Delta F, \quad (2)$$

$$F^0 = -kT \sum_l N_l \ln \left(\frac{eV Q_l}{N_l \lambda_l^3} \right), \quad l = a, i, e, \quad (3)$$

$$\Delta F = \Delta F_{ch-ch} + \Delta F_{cohes} + \Delta F_{HS}. \quad (4)$$

В (3) e — основание натурального логарифма, $\lambda_l = \sqrt{2\pi\hbar^2\beta/m_l}$ — тепловая длина волны де Бройля частицы сорта l , Q_l — внутренняя статистическая сумма частицы сорта l . Слагаемые в правой части (4) соответствуют поправкам на неидеальность: ΔF_{ch-ch} — за счет взаимодействия заряд-заряд в приближении ближайшего соседа (ПБС), ΔF_{cohes} — когезионное взаимодействие атомов, ΔF_{HS} — поправка Карнахана–Старлинга для учета исключенного объема. Все необходимые соотношения для этих слагаемых неоднократно приводились в наших работах [19, 26].

В общем виде статистическую сумму частицы сорта l можно представить следующим образом:

$$Q_l = g_l \exp(\beta E_l), \quad (5)$$

где g_l , E_l — статистический вес и энергия связи частицы сорта l . Подробное описание методики расчета этих величин можно найти во многих монографиях, посвященных физике низкотемпературной плазмы [27, 28].

В дальнейшем нам понадобятся химические потенциалы частиц $\beta\mu_l = \partial\beta F/\partial N_l$.

У нас имеются три неизвестные величины N_a , N_i , N_e , для определения которых мы имеем три уравнения:

1. Уравнение для полного числа ядер

$$N = N_a + N_i. \quad (6)$$

2. Уравнение электронейтральности

$$N_e = N_i. \quad (7)$$

3. Уравнение ионизационного равновесия

$$\beta\mu_a = \beta\mu_e + \beta\mu_i. \quad (8)$$

Для химического потенциала в температурных единицах имеем

$$\beta\mu_l = -\beta E_l - \ln \left(\frac{V g_l}{N_l \lambda_l^3} \right) + \frac{\partial\beta \Delta F}{\partial N_l}. \quad (9)$$

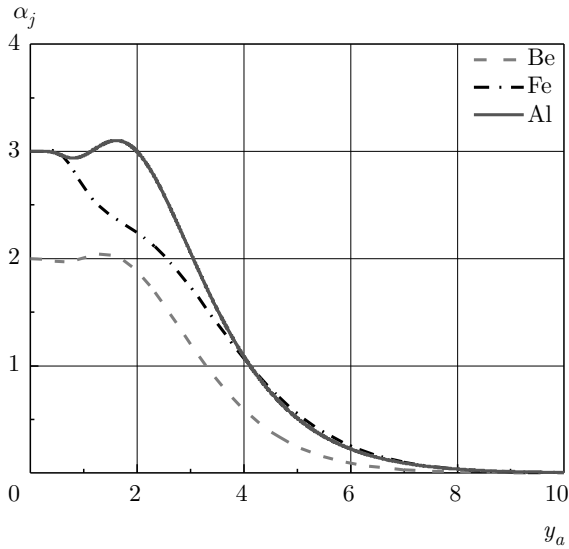


Рис. 1. Степень «холодной ионизации» для Al, Fe, Be в зависимости от радиуса ячейки Вигнера–Зейтца в атомных единицах

Подставляя химические потенциалы (9) в уравнение реакции ионизации (8) и вводя степень термической ионизации $\alpha = N_e/N$, получим уравнение ионизационного равновесия — формулу Саха:

$$\frac{1 - \alpha}{\alpha^2} = \frac{g_a}{2g_i} n \lambda_e^3 \times \exp\left(\beta I + \frac{\partial \beta \Delta F}{\partial N_e} + \frac{\partial \beta \Delta F}{\partial N_i} - \frac{\partial \beta \Delta F}{\partial N_a}\right). \quad (10)$$

Решением нелинейного уравнения (10) будет функция $\alpha(\beta, n)$, через которую можно вычислить состав плазмы и уравнение состояния. Здесь и в дальнейшем $n_l = N_l/V$ — соответствующие концентрации частиц. Подробные детали уравнения ионизационного равновесия (10) можно найти в работе [26].

4. ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ ГАЗООБРАЗНОГО МЕТАЛЛА

На рис. 1 представлены результаты расчета величины α_j для различных металлов в зависимости от y_a — радиуса атомарной ячейки ВЗ в боровских радиусах. При малых плотностях (большие y_a) она мала. С ростом плотности величина α_j стремится к валентности элемента. В критической точке Al, например, $y_a \approx 5$, а для металла в нормальном состоянии $y_a \approx 3$.

Рассмотрим теперь совместно оба процесса ионизации: термический и «холодный» и сравним их для

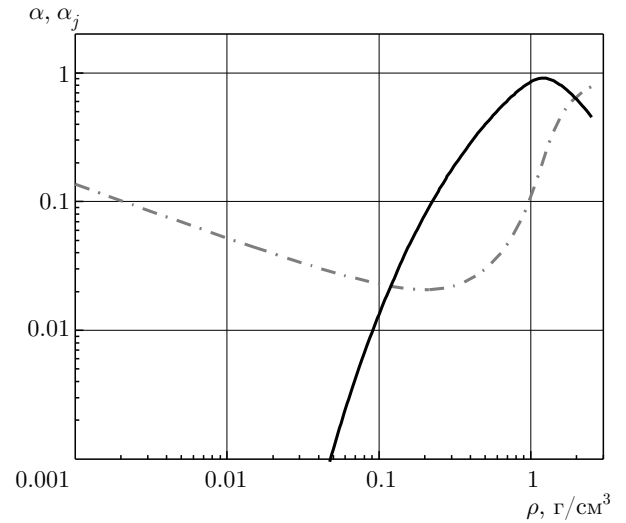


Рис. 2. Степень термической (штрихпунктирная кривая) и «холодной» (сплошная кривая) ионизации Al на изотерме 8000 К (околокритическая)

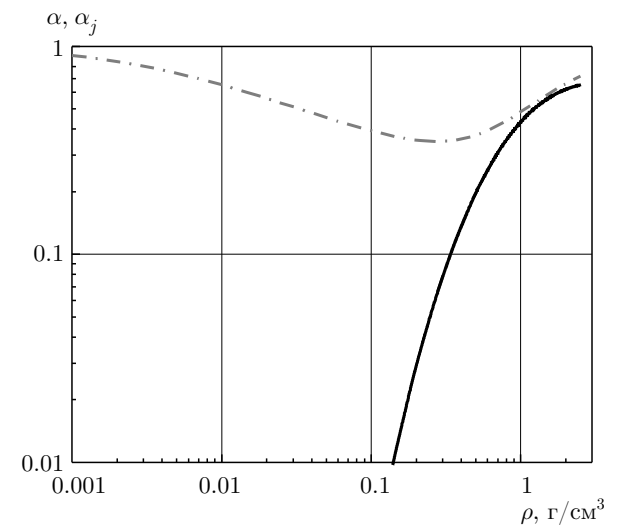


Рис. 3. Степень термической (штрихпунктирная кривая) и «холодной» (сплошная кривая) ионизации Al на «критической» изотерме 18000 К

анализа областей на фазовой диаграмме, где превалирует один из них. На рис. 2 и 3 представлены результаты расчета степени термической α и «холодной» α_j ионизации в зависимости от плотности на изотермах для Al. Кривые имеют две точки пересечения: при малых и больших плотностях. При малых плотностях высока термическая ионизация, атомов мало — мала и концентрация электронов желе: $\alpha > \alpha_j$. С ростом плотности растет число атомов, а вместе с ним и плотность желе. Одновременно убывает число термически ионизованных электро-

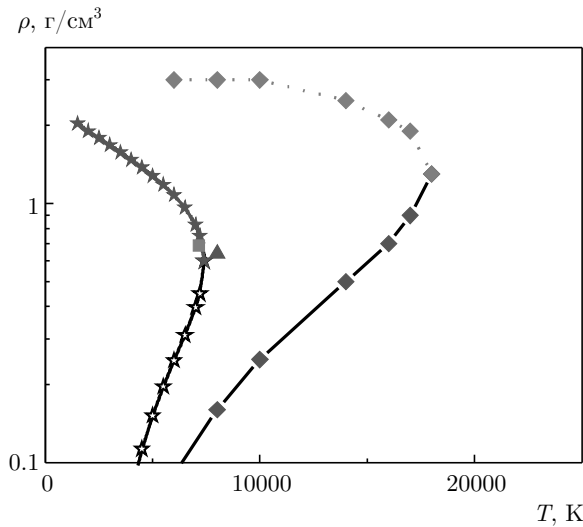


Рис. 4. Окрестность бинадали алюминия. Сплошная кривая соответствует рассчитанной в работе [29] бинадали (светлые звездочки — газ, темные — жидкость). Сплошная и пунктирная кривые с ромбами соответствуют $\alpha = \alpha_j$; квадрат — данные из работы [8], треугольник — данные из работы [7]

нов $\alpha < \alpha_j$. При дальнейшем росте плотности начинает сказываться эффект снижения потенциала ионизации, преимущественно за счет кулоновского взаимодействия. Это приводит к росту числа термически ионизованных электронов и уменьшению концентрации электронов желе за счет уменьшения числа атомов.

С ростом температуры эффект пересечения кривых ионизации исчезает и преимущественным механизмом ионизации становится термическая ионизация. «Критическая» температура (отсутствия эффекта пересечения) для Al оказывается $T_j = 18000$ K.

На следующем рис. 4 представлена бинадаль алюминия, рассчитанная нами в работе [29], совместно с имеющимися экспериментальными данными и оценками критической точки, выполненная научными группами [7, 8]. Там же приведена кривая, соответствующая двум корням уравнения $\alpha = \alpha_j$. Область между бинадалью и найденной нами кривой можно назвать областью с преимущественно «холодным» механизмом ионизации. Можно говорить, что эта область, где плазма пребывает в состоянии газообразного металла, хотя и вне обозначенной области электроны желе тоже имеются, но их мало. Концентрация электронов проводимости внутри найденной области формулой Саха не определяется.

5. ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ И В ОБЛАСТИ «ХОЛОДНОЙ» ИОНИЗАЦИИ

Расчетные формулы проводимости в модели «3+» представляют сумму проводимостей электронов желе и термически ионизованных электронов. Вклад электронов желе описывается формулой Регеля – Иоффе, а вклад термических электронов формулой Фроста. Последняя представляет собой лоренцевское (легкая частица в среде тяжелых) решение уравнения Больцмана, скорректированное с учетом электрон-электронных соударений. Все необходимые для расчета формулы приведены в работе [19].

5.1. Проводимость паров цезия на бинадали

Для Cs и Rb выполнен наиболее полный набор измерений термодинамических функций и проводимости. Измерены бинадали перехода пар–жидкость, т.е. плотность и температура на жидкой и газовой ветвях бинадали. Непосредственно на бинадали выполнены также измерения электропроводности. Такой набор экспериментальных данных позволяет с использованием модели «3+» выполнить расчет проводимости Cs на бинадали, используя экспериментально измеренные величины плотности и температуры. Результаты расчетов представлены на рис. 5. Там же приведены результаты экспериментальных измерений проводимости [30–32].

Видно, что наша модель качественно неплохо описывает эксперимент как на жидкой, так и на газовой ветвях бинадали. На жидкой ветви главную роль играют электроны желе, а на газовой ветви при малых плотностях — электроны термические [33].

5.2. Проводимость паров металлов на околокритических изотермах

На рис. 6 представлены результаты расчета проводимости паров Cs и Rb на околокритических изотермах. Состав и проводимость рассчитаны в рамках модели «3+». Наши расчеты неплохо описывают экспериментальные данные [34]. Главный вклад в проводимость дают электроны желе. Термическая ионизация мала. Обращаем внимание на минимум изотермы проводимости. К нему мы вернемся далее.

На рис. 7 представлены результаты наших расчетов проводимости паров металлов и данные QMD (Be, Mo) расчетов [14, 15], а также данные (Fe) [35] в зависимости от приведенной плотности ρ/ρ_0 , где

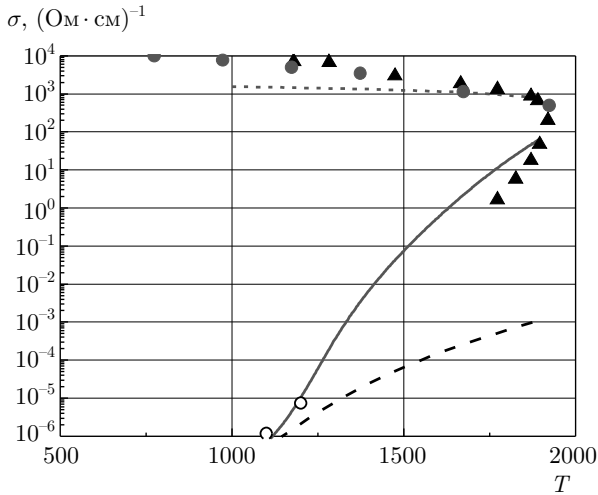


Рис. 5. Проводимость Cs на бинадали. Эксперимент: темные кружки — [30], сплошные треугольники — [31], открытые кружки — [32]. Теория (модель «3+»): пунктирная кривая — проводимость на жидкостной ветви бинадали; сплошная кривая — проводимость на газовой ветви; штриховая кривая — вклад только термических электронов [33]

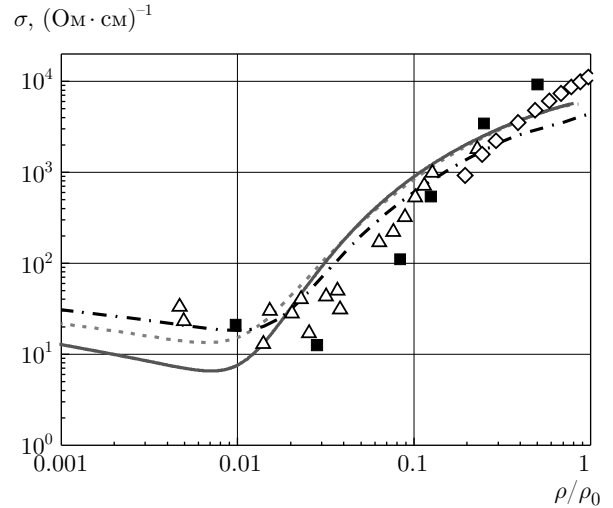


Рис. 7. Проводимость паров Be, Fe, Mo на околокритических изотермах в зависимости от приведенной плотности. Эксперимент, $T = 10000$ К: светлые треугольники — Fe [35]; QMD: темные квадраты — Be [15], открытые ромбы — Mo [14]. Теория: сплошная, штриховая и штрихпунктирная кривые соответствуют расчетам по модели «3+» для Fe, Be и Mo

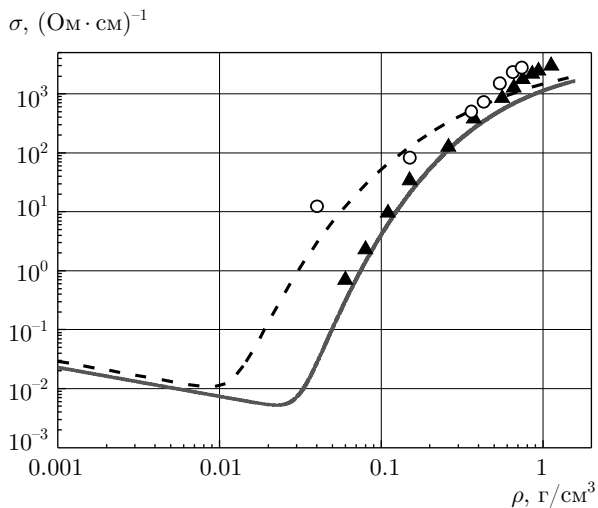


Рис. 6. Проводимость паров щелочных металлов на околокритических изотермах в зависимости от плотности. Эксперимент: светлые кружки и темные треугольники соответствуют данным для Rb при $T = 2200$ К и Cs при $T = 2000$ К из работы Хенселя [34]. Теория: сплошная и штриховая кривые — расчет в рамках модели «3+» соответственно для Cs и Rb

ρ_0 — нормальная плотность металла. Ясно просматривается наличие минимума на изотермах проводимости и выход на единую асимптотику при больших плотностях.

5.3. Минимум проводимости паров металлов на изотермах

Мы уже обратили внимание на наличие минимума на изотермах проводимости и выделили его наличие в отдельный пункт, поскольку этот эффект характерен для газообразного металла и ответственным за этот минимум является электронное желе. Действительно, рассмотрим поведение проводимости начиная с разреженной области. В ней ионизация плазмы высока и проводимость практически не зависит от плотности. Имеется только слабая логарифмическая зависимость через кулоновский логарифм. С ростом плотности степень ионизации падает — растет число атомов. Проводимость также начинает уменьшаться и в идеальном газе она бы убывала до нулевых значений. В плазменном флюиде рост концентрации атомов ведет к росту концентрации электронов желе. Этот рост приводит к росту проводимости паров металлов за счет проводимости электронов желе. На изотерме проводимости возникает минимум. Наличие минимума качественно подтверждается нашими расчетами изотерм проводимости различных металлов [19], QMD-моделированием и экспериментом.

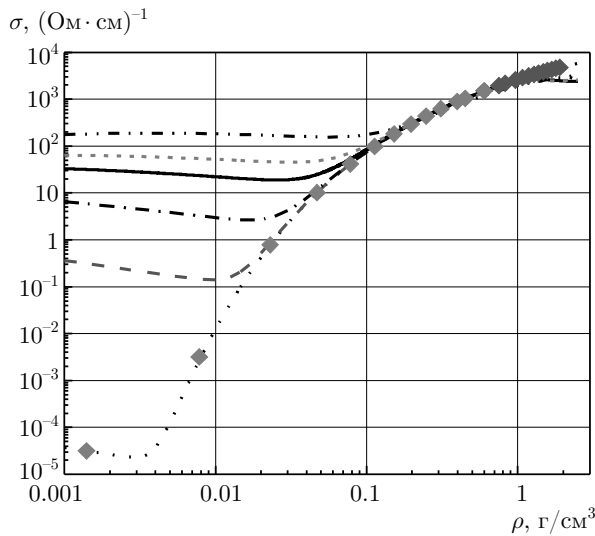


Рис. 8. Изотермы проводимости Al и проводимость на бинадали. Кривые снизу вверх: $T = (2000, 4000, 6000, 8000, 10000, 20000)$ К. Ромбы соответствуют проводимости на рассчитанной нами бинадали (см. рис. 2)

5.4. Асимптотика изотермы проводимости, возникающая с ростом плотности

На рассчитанных нами изотермах проводимости наблюдается необычное, но общее для различных металлов свойство. Все изотермы с ростом плотности выходят на «единую» асимптотику. Все изотермы практически сливаются и проводимость при этих плотностях перестает зависеть от температуры. На это свойство мы обращали внимание ранее [29]. Слабая зависимость от температуры получена недавно в работе [36], где QMD-методом рассчитаны сопротивление и коэффициент теплопроводности ряда металлов при нормальной плотности.

На рис. 8, 9, 10 приведены рассчитанные изотермы проводимости и проводимость паров на бинадали, как расчетная (рис. 8, 10), так и экспериментально измеренная (рис. 9). Асимптотика проводимости удивительным образом совпадает с проводимостью, рассчитанной вдоль бинадали. На рис. 9 дополнительно к нашим расчетам в рамках модели «3+» приведены расчеты по коду COMPTRA [4], допускающего наличие плазменного фазового перехода. Наши расчеты неплохо согласуются с экспериментом [37] по измерению проводимости паров W на бинадали.

Аналитические расчеты проводимости по модели «3+» для Be [38] и результаты численного моделирования методом QMD [15] неплохо согласуются между собой и демонстрируют два обсуждавшихся

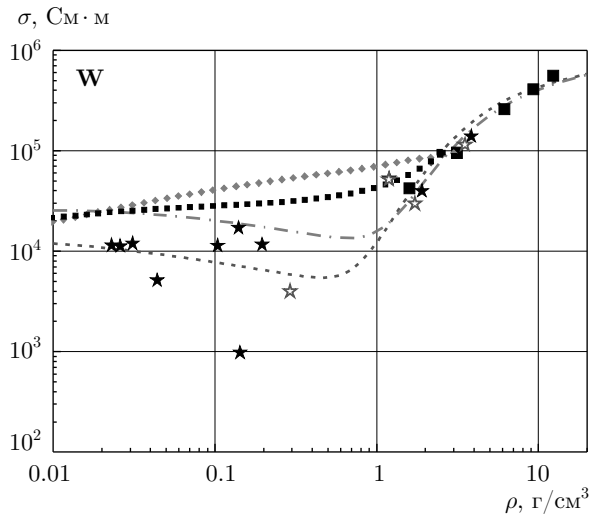


Рис. 9. Проводимость вольфрама в зависимости от плотности. Эксперимент: светлые и темные звездочки — работа [9] соответственно для температур $T = 26000$ и 30000 К; сплошные квадраты — работа [37]. Теория: малые квадраты и ромбики — расчет по программе COMPTRA [4] соответственно для температур $T = 20000$ и 30000 К; штриховая и штрихпунктирная кривые соответствуют расчету по модели «3+» для температур $T = 20000$ и 30000 К

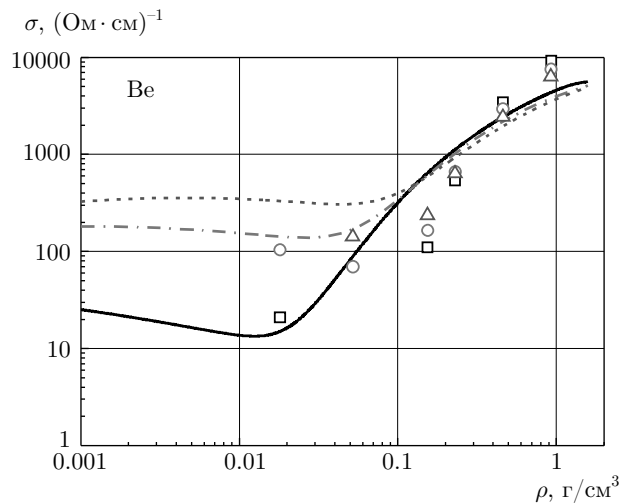


Рис. 10. Изотермы проводимости Be, рассчитанные по модели «3+» [38] и численно методом QMD [15]; $T = 10000$ К (сплошная кривая, \square), $T = 20000$ К (штрихпунктир, \circ), $T = 30000$ К (штриховая кривая, \triangle)

выше эффекта: наличие минимума проводимости и асимптотическое слияние изотерм (рис. 10).

Использованная нами методика расчета проводимости плазменного флюида имеет границы применимости. Они определяются неучтенными факторами. Это достаточно высокие температуры, ко-

гда начинаются процессы многократной ионизации. Это и высокие плотности, приближающиеся к нормальной плотности металла, когда начинают сказываться эффекты появления структуры (дальнего порядка). Формула Регеля–Йоффе, использованная нами, структуру не учитывает. Этот эффект учитывается структурным фактором в формуле Займана. Область применимости нашей модели ограничивается, например для алюминия, плотностью $1.5\text{--}2.0\text{ г/см}^3$ и температурами $T < 30000\text{ К}$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Модель газообразного металла была первоначально предложена для окрестности критической точки [18] и оказалась успешной в более широкой области параметров. Для газообразной плазмы при плотностях жидкости мы используем термин плазменный флюид. Главной особенностью плазменного флюида является формальное отсутствие малых параметров и невозможность применить вириальное разложение. В такой ситуации остается надеяться на результаты физического и математического моделирования, а также на модельное описание этого состояния. В предложенной нами модели «3+» были введены (эвристически) два элемента, имеющие твердотельное происхождение: электронное желе (зачаток зоны проводимости), возникающее за счет перекрытия хвостов волновых функций связанных электронов, а также когезионное, коллективное взаимодействие атомов, в формировании которого кинетическая энергия электронов желе играет существенную роль [39].

Смесь электронного желе с погруженными в него ионными остовами мы назвали, следуя Ликальтеру [2], газообразным металлом. В газообразном металле имеется когезионная, коллективная связь атомов и присутствует зачаток зоны проводимости — электронное желе.

Мы обсудили основные особенности и свойства газообразного металла на примере проводимости: определена область существования газообразного металла вблизи его бинадали; отмечены особенности поведения проводимости на сверхкритических изотермах — наличие минимума и асимптотики. Указан физический смысл «асимптотики» проводимости при росте плотности — это проводимость паров вдоль бинадали сосуществования пар–жидкость.

Благодарности. Авторы благодарят участников семинара теоретического отдела им. Л. М. Бибермана ОИВТ РАН за активное и конструктивное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **14**, 32 (1944).
2. А. А. Ликальтер, УФН **170**, 831 (2000).
3. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, ТВТ **8**, 413 (1970).
4. S. Kuhlbrodt, B. Holst, and R. Redmer, Contrib. Plasma Phys. **45**, 73 (2005).
5. *Handbook of Thermodynamic and Transport Properties of Alkali Metals*, ed. by Roland W. Ohse, IUPAC (1985).
6. И. К. Кикоин, А. П. Сенченков, ФММ **24**, 843 (1967).
7. В. Е. Фортов, А. Н. Дремин, А. А. Леонтьев, ТВТ **13**, 1072 (1975).
8. D. A. Young and B. J. Alder, Phys. Rev. A **3**, 364 (1971).
9. A. W. DeSilva and A. D. Rakhel, Contrib. Plasma Phys. **45**, 236 (2005).
10. J. Clerouin, P. Noiret, V. N. Korobenko, and A. D. Rakhel, Phys. Rev. B **78**, 224203 (2008).
11. J. Clerouin, P. Noiret, P. Blottiau et al., Phys. Plasm. **19**, 082702 (2012).
12. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов и др., ЖЭТФ **124**, 288 (2003).
13. S. Mazevet, M. P. Desjarlais, L. A. Collins, J. D. Kress, and N. H. Magee, Phys. Rev. E **71**, 016409 (2005).
14. M. French and T. R. Mattsson, Phys. Rev. B **90**, 165113 (2014).
15. D. Li, H. Liu, S. Zeng, C. Wang, Z. Wu, P. Zhang, and J. Yan, Sci. Rep. **4**, 5898 (2015).
16. D. V. Minakov, M. A. Paramonov, and P. R. Levashov, Phys. Rev. B **97**, 024205 (2018).
17. D. V. Minakov, M. A. Paramonov, and P. R. Levashov, AIP ADVANCES **8**, 125012 (2018).
18. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, ЖЭТФ **150**, 1020 (2016).

19. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, ЖЭТФ **151**, 1169 (2017).
20. M. J. Puska and R. M. Nieminen, Phys. Rev. B **43**, 12221 (1991).
21. U. Yxklinten, J. Hartford, and T. Holmquist, Physica Scr. **55**, 499 (1997).
22. Д. К. Белащенко, ЖФХ **80**, 602 (2006).
23. Д. К. Белащенко, ЖФХ **82**, 1288 (2008).
24. В. С. Воробьев, В. Г. Новиков, ЖЭТФ **138**, 434 (2010).
25. E. Clementi and C. Roetti, Atom. Data Nucl. Data Tabl. **14**, 177 (1974).
26. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, ЖЭТФ **152**, 1393 (2017).
27. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, И. Т. Якубов, *Физика неидеальной плазмы*, Физматлит, Москва (2010).
28. *Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы*, под ред. Л. С. Полака, Наука, Москва (1971).
29. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, ЖЭТФ **148**, 597 (2015).
30. R. Winter, F. Hensel, T. Bodensteiner, W. Glaser, and Ber. Bunsenges, Phys. Chem. **91**, 1327 (1987).
31. F. Hensel and W. C. Pilgrim, Int. J. Mod. Phys. B **6**, 3709 (1992).
32. А. А. Боржиевский, В. А. Сеченов, В. И. Хорунженко, ТВТ **26**, 722 (1988).
33. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, ТВТ **51**, 663 (2013).
34. G. Franz, W. Freyland, and F. Hensel, J. de Phys. Coll. C8 **41**, 70 (1980).
35. A. W. DeSilva and J. D. Katsourous, J. Phys. IV **10**, 209 (2000).
36. K. P. Migdal, V. V. Zhakhovsky, A. V. Yanilkin et al., Appl. Surf. Sci. **478**, 818 (2019).
37. A. Kloss, T. Motzke, R. Grossjohann, and H. Hess, Phys. Rev. E **54**, 5851 (1996).
38. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, Физика плазмы **44**, 832 (2018).
39. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, ЖЭТФ **145**, 84 (2014).