

УДК 533.922; 538.935

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПЛЕКСОВ НА ТОК КОРОННОГО РАЗРЯДА В КРИОГЕННОМ ГЕЛИИ

© 2024 г. N. Bonifaci¹, Z.-L. Li¹, A. Denat¹, B. M. Атражев^{2, *}

¹Laboratoire G2Elab CNRS & Joseph Fourier University, Grenoble, France

²Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: atrazhev@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.07.2023 г.

После доработки 07.07.2023 г.

Принята к публикации 04.12.2023 г.

Сверхкритический газообразный гелий при температуре 7 и 11 К возбуждался коронным разрядом при отрицательных высоких напряжениях. Разряд поддерживался электронами, созданными у катода и движущимися к аноду через плотный газ. Проведены измерения тока коронного разряда при фиксированной температуре газа с изменением его давления. При низкой плотности газа ток разряда был большим. В этом режиме электроны свободны и обладают высокой подвижностью. По мере увеличения давления ток коронного разряда резко уменьшался. При высокой плотности газа измерен слабый ток 100 нА в результате низкой подвижности электронов из-за их локализации. Такое резкое уменьшение тока разряда наблюдалось при температурах 7 и 10 К и давлениях 0.2–0.4 МПа. Были измерены и проанализированы вольт-амперные характеристики разряда. Показано, что в этих условиях подвижность электронов уменьшается на три порядка. Переход от разряда со свободными электронами в состояние с локализованными электронами происходит в сверхкритическом газе в узком диапазоне давлений и объясняется квантово-механической природой электронов.

DOI: 10.31857/S0040364424010025

ВВЕДЕНИЕ

Изучение локализованных состояний электронов в газообразном гелии началось с экспериментов [1–3] по измерению скорости дрейфа электронов. Использовался метод измерения времени полета. Зависимость подвижности электронов μ_e от температуры и давления газа была необычной. При низком давлении p (или малой плотности N) газа μ_e имеет значения порядка $1000 \text{ см}^2/(\text{В с})$, что соответствует подвижности свободных электронов. При высоком давлении — значения μ_e порядка $0.1 \text{ см}^2/(\text{В с})$ и близки к низкой подвижности электронов в жидком гелии. Резкое изменение подвижности происходит в узкой области изменения давления газа. При увеличении давления всего в два раза значения подвижности уменьшаются на четыре порядка величины (рис. 1). Сначала такое резкое изменение $\mu_e(p, N)$ наблюдалось в гелии на линии насыщения [4]. Позже такое изменение подвижности было обнаружено и в сверхкритическом гелии [5] при температурах выше критической $T_{\text{cr}} = 5.2 \text{ К}$.

Настоящая работа посвящена другому методу определения подвижности электронов в газообразном

гелии высокой плотности — измерению тока коронного разряда, которое возможно в такой среде при очень остром катоде. Отрицательный коронный

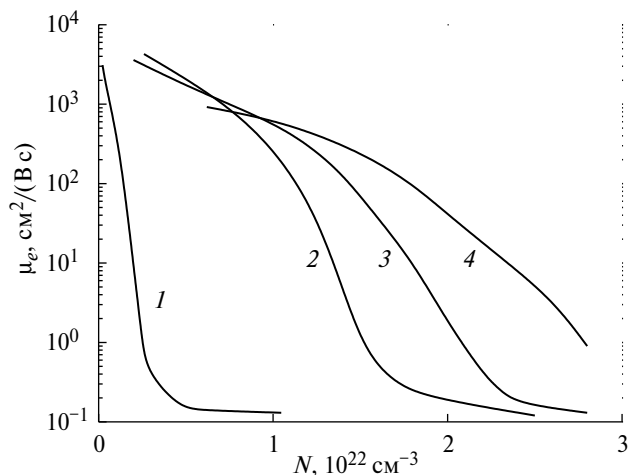


Рис. 1. Подвижность электронов в гелии в зависимости от плотности газа на линии насыщения [4] (1) и при температурах [5]: 2 — 4.2 К, 3 — 7.3, 4 — 11.6.

разряд — это простой метод введения электронов в плотную среду, такую как жидкий гелий. Разряд был создан вблизи острого катода с микронным радиусом и напряжением в кВ. Был измерен электрический ток разряда, а его зависимость от напряжения дала информацию о свойствах носителей заряда, создаваемых короной.

Анализ коронных разрядов в газообразном, жидком и твердом диэлектриках проводился в течение последних десятилетий (см. обзор работ в [6, 7]). Явления проводимости (образование и перенос зарядов, процессы предварительного разрушения и пробоя) зависят от плотности среды, ее природы и конфигурации электродов. Коронный разряд возникает вблизи острого электрода, который находится под высоким напряжением и концентрирует электрическое поле вблизи него. В данных экспериментах для запуска коронного разряда используются острые вольфрамовые катоды с радиусом кривизны наконечника в несколько микрометров. Если напряжение V на электроде превышает напряжение зажигания короны V_0 , в окружающей среде вблизи острого электрода возможна ударная ионизация атомов среды быстрыми электронами, ускоренными этим полем. Электроны, созданные вблизи катода, движутся к аноду под действием приложенного электрического поля. В среде возникает коронный разряд, и через межэлектродный промежуток протекает электрический ток.

Электроны создаются в среде, в области ионизации с высокой напряженностью поля, вблизи острого катода. Затем при движении к аноду электроны попадают в пространство со слабым электрическим полем (область дрейфа). Ионизация здесь невозможна. Неоднородное электрическое поле коронного разряда вдоль его оси $E(r)$ создается заряженными электродами и пространственным зарядом электронов разряда. Оно зависит от их концентрации $n_e(r)$ в соответствии с уравнением Пуассона

$$\varepsilon \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e n(r). \quad (1)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость среды, e — заряд электрона. В случае стационарного потока электронов плотность электрического тока сохраняется (уравнение непрерывности плотности тока)

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}) = e\mu_e \mathbf{E}(\mathbf{r}) n_e(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) решены в [8] для случая $\mu_e = \text{const}$. Были рассчитаны плотность пространственного заряда $n_e(r)$, напряженность поля $E(r)$ и ток разряда $I(V)$ в зависимости от напряжения V на остром электроде. Было показано, что электрический ток разряда пропорционален квадрату

напряжения и подвижности электронов μ_e в области дрейфа [9]:

$$I = 0.32 \frac{\varepsilon \mu_e}{d} V^2. \quad (3)$$

Здесь d — расстояние между электродами. Для получения уравнения (3) предполагалось, что распределение плотности тока по плоскому аноду равномерно внутри пятна тока площадью πd^2 . На самом деле оно определяется законом Варбурга [9], и с учетом этого получается численный коэффициент 0.32 в правой части уравнения (3). Уравнение (3) и измеренная зависимость тока от напряжения $I(V)$ были использованы в [10] для определения подвижности электронов μ_e .

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерения тока коронного разряда в криогенном гелии были начаты в нормальной (не сверхтекучей) жидкости He ($L\text{He}$) при температуре $T = 4.2$ К (рис. 2) с последующим повышением [11, 12]. Использовался вольфрамовый игольчатый катод с радиусом острия 2.5 мкм. Расстояние от иглы катода до плоского анода находилось в диапазоне 0.65–0.8 см. Исходным материалом среды разряда служил газообразный гелий (N60, чистота — 99.9999%), в котором концентрация примесей составляла около 0.1 промилле кислорода. После дополнительной очистки газ сжимается в камере, помещенной в криостат. Температура в экспериментальной ячейке измерялась с помощью германиевого резистора. Специальное оборудование позволяло повышать температуру и поддерживать ее постоянной во время измерений при различных давлениях газа. Ячейка выдерживала давление до 11 МПа. К острому вольфрамовому электроду было подано отрицательное постоянное напряжение (до

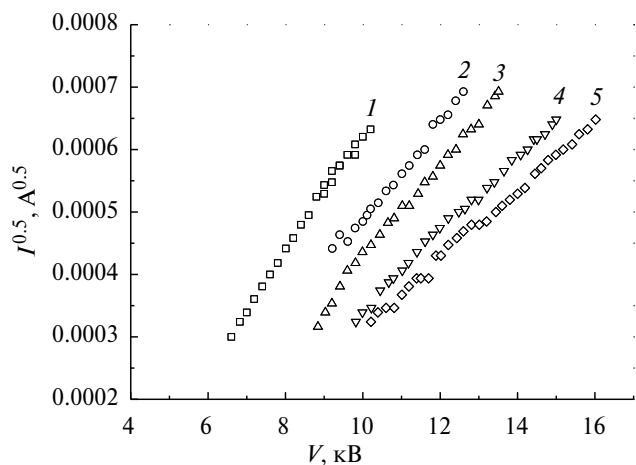


Рис. 2. Зависимость тока от напряжения как $I^{1/2}(V)$ коронного разряда в жидком гелии при 4.2 К, радиусе острия катода 2.5 мкм и давлениях: 1 — 1 МПа, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 8, 5 — 10.

20 кВ). К плоскому аноду был подключен осциллограф Tektronix TDS540 или измеритель тока Keithley 610C.

Коронный разряд (ионизация вещества) происходит вблизи острия катода под действием сильного электрического поля. Эта область разряда имеет размер меньше, чем межэлектродное пространство (область дрейфа), и расположена вблизи острия (область ионизации с большим электрическим полем). Электроны, созданные в области ионизации, движутся через область дрейфа к плоскому аноду. Электрический ток короны создается электронным дрейфом. В экспериментах был измерен ток разряда, ограниченный пространственным зарядом короны при различных температурах и давлениях гелия. Этот режим характеризуется электрическим током разряда, квадратично зависящим от приложенного напряжения V (3), или линейной зависимостью $I^{1/2}(V)$ с наклоном соответствующего графика, пропорциональным подвижности электронов μ_e . Таким образом, подвижность электронов может быть извлечена из экспериментальных данных по электрическому току отрицательной короны.

Значения тока, измеренные в коронном разряде в жидком гелии при температуре 4.2 К и различных давлениях p , показаны в зависимости от напряжения на рис. 2 в виде линейной зависимости $I^{1/2}(V)$. Наклон этих прямых линий к оси абсцисс пропорционален подвижности электронов $\mu_e(4.2 \text{ К}, p)$ в жидком гелии. Линии $I^{1/2}(V)$ на рис. 2 имеют почти один и тот же наклон. Это означает небольшое изменение подвижности электронов с давлением в жидком гелии при температуре 4.2 К.

Слабое изменение подвижности электронов в жидком He нарушается при коронном разряде в газообразном гелии при температурах выше критической. Измеренные токи коронного разряда в гелии при различных температурах и фиксированном давлении 0.4 МПа представлены на рис. 3 в виде линейной зависимости $I^{1/2}(V)$. Наклон этих прямых линий к оси абсцисс пропорционален подвижности электронов. Он заметно меняется при переходе от температуры 7 к 10 К. Это указывает на большое изменение подвижности электронов.

Подвижность электронов в сверхкритическом гелии при температурах от 4.2 К (жидкий He) до 10 К (сверхкритический газ гелий) и давлении 0.4 МПа, полученная в результате измерений тока короны и рассчитанная по (3), показана на рис. 4. Подвижность электронов увеличивается при этом в пять раз, и это нельзя объяснить уменьшением плотности гелия.

Подвижность электронов, рассчитанная по формуле (3) с использованием измеренного тока коронного разряда при 7 и 10 К и различных давлениях, показана на рис. 5. При фиксированной температуре подвижность электронов зависит от давления

газа, в котором реализуется разряд. Обе зависимости $I(p)$ и $\mu_e(p)$ необычны и имеют области сильных изменений в узком диапазоне давления 0.1–0.4 МПа. При низком давлении подвижность составляет $100 \text{ см}^2/(\text{В с})$, что близко к кинетической подвижности свободных электронов в газе [13]. При увеличении давления подвижность уменьшается на несколько порядков. При высоком давлении подвижность электронов очень мала, и ее величина близка к низкой подвижности электронов в жидком He. Этот переход из режима с высокой подвижностью электронов в состояние разряда с низкой подвижностью происходит при разных давлениях для разных температур. Чем выше температура газа, тем при более высоком давлении происходит переход. Зависимости

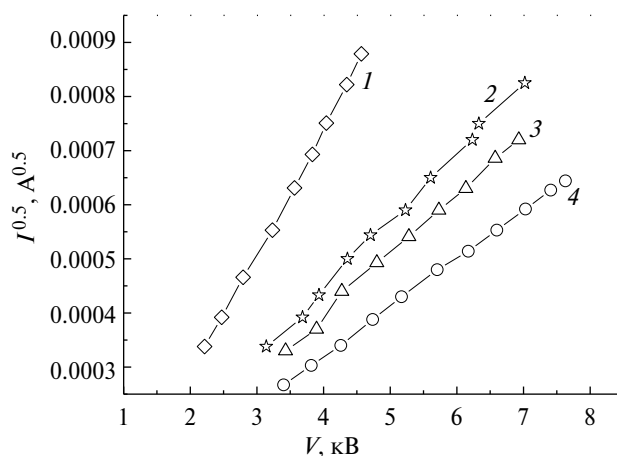


Рис. 3. Линейная зависимость $I^{1/2}(V)$, полученная в экспериментах для короны в закритическом гелии при давлении $p = 0.4 \text{ МПа}$ и различных температурах: 1 – 10 К, 2 – 7, 3 – 6, 4 – 4.2.

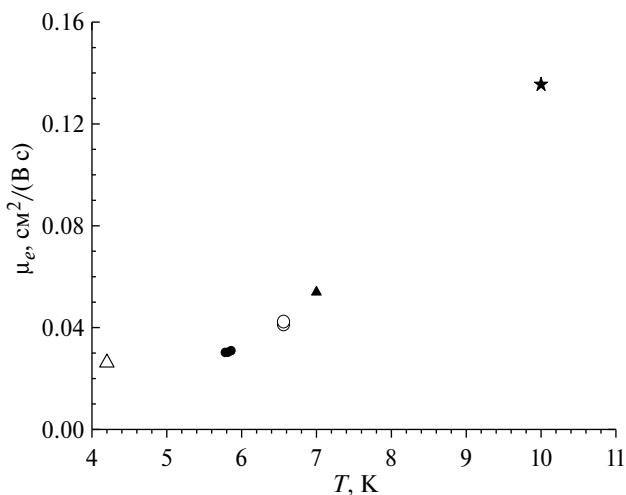


Рис. 4. Подвижность электронов $\mu_e(T)$ при $p = 0.4 \text{ МПа}$, рассчитанная по вольт-амперной характеристике короны (рис. 3), в зависимости от температуры сверхкритического гелия.

переходов $\mu_e(p, T)$ для различных температур явно схожи и смещены вдоль оси давления. Для этого перехода существует параметр подобия.

Резкое изменение электрического тока коронного разряда и подвижности электронов в гелии происходит при плотности газа $2.8 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. На рис. 6 представлены зависимости плотности гелия от давления при температурах 7 и 10 К. Стрелками показан диапазон давлений гелия (0.2–0.36 МПа), при которых происходит переход между разрядами с высоким и низким токами. На изотермах он соответствует примерно одному значению плотности газа для обеих температур. В гелии меньшей плотности реализуется сильноточный разряд с электронами, обладающими высокой подвижностью. В гелии более высокой плотности реализуется слаботочный разряд с электронами, имеющими низкую подвижность. Граница между этими режимами лежит при плотности газа $2.8 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Если температура гелия низкая, а его плотность высокая, электроны, дрейфующие от катода к аноду, обладают низкой подвижностью, сравнимой с подвижностью ионов. Уменьшение плотности за счет повышения температуры либо за счет снижения давления переводит разряд в состояние с большим током и высокой подвижностью электронов. Здесь можно говорить о двух режимах разряда в гелии, разделенных узкой переходной областью, где часть электронов обладает высокой подвижностью, а часть — низкой.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Впервые низкая скорость дрейфа электронов в жидком гелии наблюдалась в [4]. Результаты экспериментов подтверждают это [10–12]. Ток коронного разряда в жидком гелии мал ($\sim 10^{-7} \text{ А}$), и электроны движутся медленно в области дрейфа. Подвижность электронов при 4.2 К и различных давлениях, рассчитанная при известном токе разряда по уравнению (3), менее $0.1 \text{ см}^2/(\text{В с})$ — на три порядка ниже значения $260 \text{ см}^2/(\text{В с})$, предсказанного кинетической теорией для свободных электронов, движущихся в веществе той же плотности $N = 2.2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Объяснение малой подвижности электронов в жидком гелии было дано в рамках “пузырьковой модели” [4, 5]. В результате обменного отталкивания электрона и атомов ^4He вокруг электрона образуется пустая область в виде электронного пузырька. Электроны локализуются в этих “микробульках”. Они движутся через жидкость вместе с пузырьками с малой скоростью. Движение пузырьков тормозится вязкостью жидкости. Скорость дрейфа электронных микробульков определяется в гидродинамическом режиме по закону Стокса. Их подвижность очень мала по сравнению с кинетической подвижностью свободных электронов. Радиус пузырьков $R_b(p, T)$ и вязкость $\eta(T)$ жидкости определяют подвижность комплекса “электрон внутри пузырька”. Его

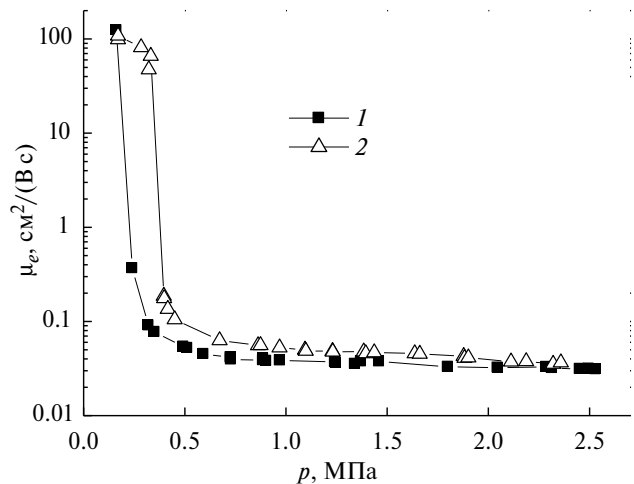


Рис. 5. Подвижность электронов в гелии в зависимости от давления при сверхкритических температурах: 1 – 7 К, 2 – 10 К.

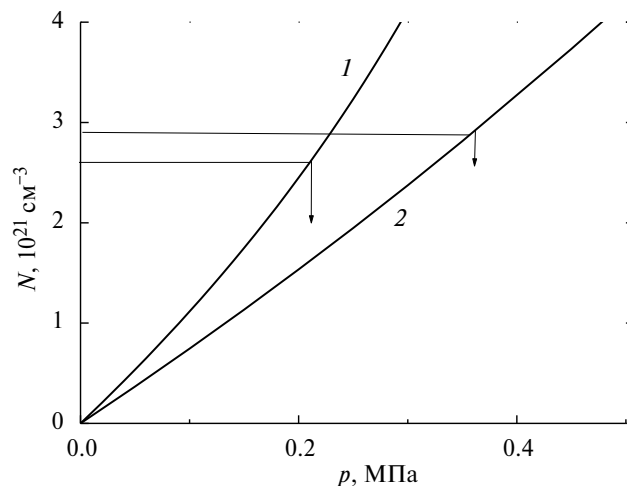


Рис. 6. Закритические изотермы гелия 7 (1) и 10 К (2) [14], переход между режимами разряда с высокой и низкой подвижностью электронов происходит при 0.2 и 0.36 МПа соответственно.

подвижность зависит от давления p и температуры T посредством поверхностного натяжения $\sigma(p)$ и вязкости жидкости $\eta(p)$. Поэтому повышение давления в жидком гелии приводит к незначительному снижению подвижности на 30%.

Позже зависимость скорости дрейфа электронов от плотности сверхкритического газа гелия была изучена в более широком диапазоне температур (до 160 К) и плотностей (до $6.6 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$) [3, 13]. Эти времяпролетные эксперименты показали значительное снижение скорости дрейфа с увеличением плотности.

Такое поведение электронов в газообразном гелии описывается в рамках модели, в которой электрон захватывается областью газа с пониженной плотностью. Электрон отталкивается от атома гелия.

Поэтому электроны, инжектированные из вакуума в гелий с плотностью N , преодолевают потенциальный барьер $V_0(N) = 2\pi\hbar^2 NL/m$, где $L = 6.4 \times 10^{-9}$ см — длина рассеяния электрона на атоме He [13], m — масса электрона, $\hbar$ — постоянная Планка. Локальная область в гелии (флуктуация) с меньшей плотностью газа является потенциальной ямой для электрона, в которой возможно его стационарное (локализованное) состояние. Если глубина потенциальной ямы порядка V_0 , то стационарное состояние электрона в ней возможно, если диаметр потенциальной ямы (флуктуации плотности гелия) $0.44(NL)^{-0.5} \approx 10^{-7}$ см. Попадая в такую ловушку, электрон движется вместе с ней, обладая подвижностью меньшей, чем подвижность “свободного” электрона. Локализация электронов флуктуациями плотности гелия происходит в дрейфовой области разряда. Это объясняет резкое уменьшение тока коронного разряда при увеличении плотности гелия.

Теория этого явления оперирует понятием “вероятности” электрона находиться в свободном или локализованном состоянии. Оно используется при рассмотрении чисел свободных n_{fr} и локализованных $n_{\text{loc}}(p, T)$ электронов, пропорциональных вероятностям этих состояний. Электроны свободны при давлении газа $p < 0.2$ МПа и температуре 7 К и локализованы при более высоких давлениях. Число локализованных электронов резко увеличивается с ростом давления. В газе плотностью $N_{\text{loc}} \approx 2.8 \times 10^{21}$ см $^{-3}$ существуют как локализованные, так и свободные электроны. Измеренная подвижность имеет значение между высокой подвижностью $\mu_{\text{fr}} \approx 100$ см 2 /(В с) свободных электронов и низкой подвижностью $\mu_{\text{loc}} = 0.04$ см 2 /(В с) локализованных электронов. Ток коронного разряда

определяется средней подвижностью всех (локализованных и свободных) электронов, которая вычисляется по формуле

$$\mu(N) = \frac{\mu_{\text{fr}} n_{\text{fr}} + \mu_{\text{loc}} n_{\text{loc}}(N, p)}{n_{\text{fr}} + n_{\text{loc}}(N, p)} \approx \frac{\mu_{\text{fr}} + \mu_{\text{loc}} n_{\text{loc}}(N, p)/n_{\text{fr}}}{1 + n_{\text{loc}}(N, p)/n_{\text{fr}}}.$$

Здесь n_{fr} и $n_{\text{loc}}(p, T)$ — плотности свободных и локализованных электронов, а значение $n_{\text{loc}}(p, T)$ резко возрастает с увеличением плотности газа. Все электроны локализованы при $p > 0.2$ МПа и $T = 7$ К.

Явление локализации электронов в плотном газе является результатом их квантово-механической природы. Переход между локализованными и не локализованными состояниями электронов происходит, когда квантово-механические свойства электрона учитываются при расчете плотности электронных состояний с энергиями, большими и меньшими, чем V_0 [15, 16]. Энергия локализованных электронов ниже V_0 . Плотность электронных состояний в энергетическом пространстве не ограничивается только классически разрешенным спектром с энергией электронов больше V_0 , но также включает состояния с энергиями ниже V_0 . Плотность этих состояний была получена с помощью метода оптимальных флуктуаций [17–19]. В [20] показано, что отношение $n_{\text{loc}}(p, T)/n_{\text{fr}}$ растет экспоненциально при $N > N_{\text{loc}}$ в зависимости от безразмерного параметра

$$\xi = \lambda_e^{0.8} L N^{0.6}.$$

Параметрами этой модели являются длина волны электрона $\lambda_e = \hbar/(2mT)^{0.5}$, плотность газа N и параметр взаимодействия электрона с атомом He — длина рассеяния L электрона на атоме He.

Подвижность электронов в области ее сильного изменения является универсальной функцией параметра ξ . Переход между режимами разряда с разными величинами подвижности электронов происходит для разных плотностей газа и разных температур при одном значении этого параметра. Экспериментальные значения подвижности электронов в области ее сильного изменения для различных N и T , построенные в зависимости от параметра ξ , расположены на универсальном графике, как показано на рис. 7. Там же приведены данные, полученные в [2, 3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах коронный разряд зажигался между очень острым катодом и плоским анодом в плотном криогенном гелии при температурах выше критической 5.2 К и при разных давлениях выполнялись измерения тока разряда. Разряд зажигался вследствие ионизации электрическим

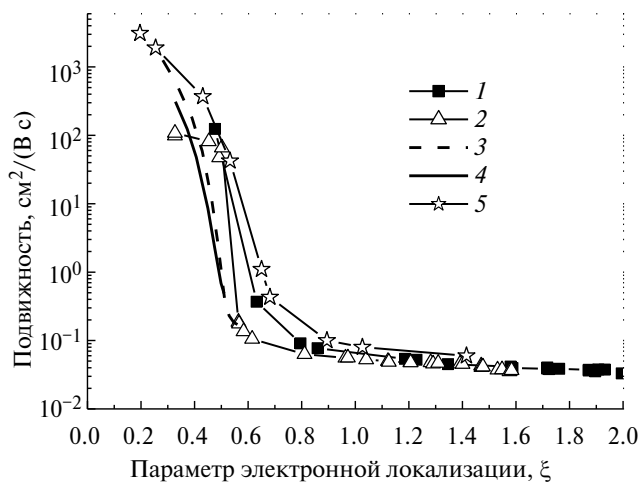


Рис. 7. Закон подобия для перехода от состояния с высокой подвижностью электронов к состоянию с низкой подвижностью по модели [20]: 1 — 7 К; 2 — 10, данная работа; 3 — 7.3 К; 4 — 11.6 [3]; 5 — насыщенный пар [2].

полем атомов гелия вблизи острого катода. Ток разряда переносился электронами, дрейфующими к аноду через газ, и определялась их подвижность в плотном газе.

В газе малого давления ток разряда был велик и соответствовал току, создаваемому электронами, движущимися через газ и сталкивающимися с атомами. Это — режим разряда при дрейфе свободных электронов через газ.

При большем давлении газа ток разряда уменьшался на несколько порядков. Такому режиму разряда соответствует движение через газ зарядов с очень малой подвижностью. Низкая подвижность электронов характерна для жидкого гелия. Это объясняется образованием микропузырька вокруг электрона — пустой полости в жидкости с электроном в центре. Электрический ток — движение через жидкость комплексов “электрон в пузырьке”. Такая локализация электронов во флуктуациях с меньшей плотностью газа возможна и в плотном газообразном гелии. Подвижность электронов, локализованных в микрообластях, заполненных газом с малой плотностью, мала и близка к подвижности электронов в жидком гелии. Об этом свидетельствуют результаты экспериментов в однородном электрическом поле и данные измерения тока коронного разряда.

Удалось создать разряд и измерить его ток в газе с давлением, граничным между этими режимами. В узком диапазоне изменения давления газа регистрировались токи разряда, которые отличались друг от друга на порядки. В случае, когда температура газа была выше, этот переход между режимами разряда происходил при более высоком давлении (рис. 5). При этом плотность газа, при котором происходит этот переход, одна и та же.

Состояния как свободных, так и локализованных электронов возможны в гелии этой плотности. При движении к аноду через такой газ электрон пребывает в этих состояниях с вероятностью, доступной вычислениям. Их результатом [20] является нахождение закона подобия по параметру $\xi = \lambda_e^{0.8} L N^{0.6}$, описывающему переход между режимами разряда в гелии с различными температурами и при различных давлениях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 08-08-00694 и № 09-08-01063).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Храпак А.Г., Якубов И.Т. Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981. 282 с.
2. Атразев В.М., Якубов И.Т. Электроны в плотных газах и жидкостях // ТВТ. 1980. Т. 18. № 6. С. 1292.
3. Levine J., Sanders T.M. Anomalous Electron Mobility and Complex Negative Ion Formation in Low-temperature Helium Vapor // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. № 4. P. 159.
4. Levine J., Sanders T.M. Mobility of Electrons in Low-temperature Helium Gas // Phys. Rev. 1967. V. 154. № 1. P. 138.
5. Harrison H.R., Sander L.M., Springett B.E. Electron Mobility and Localization in Dense ^4He Gas // J. Phys. B. 1973. V. 6. № 4. P. 908.
6. Sigmond R.S. The Unipolar Corona Space Charge Flow Problem // J. Electrostatics. 1986. V. 18. P. 249.
7. Goldman M., Goldman A., Sigmond R.S. The Corona Discharge, Its Properties and Specific Uses // Pure and Applied Chemistry. 1985. V. 57. № 9. P. 1353.
8. Coelho R., Debeau J. Properties of the Tip-plane Configuration // J. Phys. D. 1971. V. 4. P. 1266.
9. Sigmond R.S. Simple Approximate Treatment of Unipolar Space Charge Dominated Coronas: The Warburg Law and the Saturation Current // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 891.
10. Bonifaci N., Denat A. Negative Corona Discharge in Supercritical Helium // Conf. Records of the 12th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Diel. Liquids. Rome, July 15–19, 1996. P. 37.
11. Li Z., Bonifaci N., Denat A., Atrazhev V.M. Negative Corona Discharge in Liquid Helium // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 2006. V. 13. № 3. P. 624.
12. Li Z., Bonifaci N., Denat A., Atrazhev V.M., Atrazhev V.V. Ionization and Charge Transport Phenomena in Liquid Helium Induced by Corona Discharge // J. Electrostatics. 2008. V. 66. № 5–6. P. 263.
13. Borghesani A.F. Accurate Electron Drift Mobility Measurements in Moderately Dense Helium Gas at Several Temperatures // Atoms. 2021. № 9. P. 52.
14. NIST. <http://webbook.nist.gov/chemistry/>
15. Jahnke J., Silver M., Hermandes J.P. Mobility of Excess Electrons and O_2^- Formation in Dense Fluid Helium // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. № 8. P. 3420.
16. Fermi E. Sopra lo spostamento per pressione delle righe elevate delle righe elevate delle serie spetttrali // Nuovo Cim. 1934. V. 11. № 2. P. 157.
17. Hernandez J.P. Self-trapped States of an Electron in a Structurally Disorder Systems // Phys. Rev. A. 1973. V. 7. № 5. P. 1755.
18. Храпак А.Г., Якубов И.Т. К теории пузырькового состояния электрона в плотных газах // ТВТ. 1973. Т. 11. № 5. С. 1115.
19. Лифшиц И.М. Теория флуктуационных уровней в неупорядоченных системах // ЖЭТФ. 1968. Т. 53. № 2. С. 743.
20. Atrazhev V.M. Delocalization of Electrons in Dense Helium Gas by External Electric Field // J. Phys. D: Appl. Phys. 1984. V. 17. № 5. P. 889.