

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ЗОНДОВЫМИ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ ТЕМПЕРАТУРЫ В ИНДУКТИВНО СВЯЗАННОЙ ПЛАЗМЕ СМЕСИ НЕОНА С АРГОНОМ

© 2020 г. Z. I. Khattak^{a, *}, A. W. Khan^b, A. U. Rahman^c, M. Shafiq^{a, **}

^a Department of Physics, Quaid-i-Azam University, 45320 Islamabad, Pakistan

^b Department of Physics, Gomal University, 29050 D. I. Khan, Pakistan

^c Department of Physics, International Islamic University, 44000 Islamabad, Pakistan

*e-mail: zikhattak@phys.qau.edu.pk

**e-mail: ii.mshafiq@qau.edu.pk

Поступила в редакцию 23.09.2019 г.

После доработки 21.01.2020 г.

Принята к публикации 26.03.2020 г.

Исследуются параметры плазмы, включая температуру возбуждения (T_{exc}), электронную температуру (T_e), толщину скин-слоя (δ_p), потенциал плазмы (V_p) и функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в двух модах поддержания стимулированного магнитным полюсом индуктивного ВЧ-разряда (MaPE-ICP) в смеси неона с аргоном. Исследования проводятся с помощью зонда Ленгмюра (LP) и оптической эмиссионной спектроскопии (OES). Основная цель работы – изучить возможность замены зондового измерения электронной температуры (T_e^{LP}) на спектроскопические измерения температуры возбуждения (kT_{exc}^{OES}) и электронной температуры (kT_e^{OES}). Измерения выполняются при различных значениях вкладываемой в разряд энергии и разном содержании аргона в смесях. Показано, что температура, определенная разными методами, уменьшается с ростом энерговыклада и содержания аргона в смесях. При этом значения, полученные спектроскопически, меньше температуры, измеренной зондовым методом. Проведенное исследование может быть полезно в технологиях с химически активной плазмой, где использование зондовых методов имеет многочисленные ограничения.

Ключевые слова: плазма в смесях Ne–Ar, зонд Ленгмюра, оптическая эмиссионная спектроскопия, электронная температура, температура возбуждения, толщина скин-слоя, ФРЭЭ

DOI: 10.31857/S036729212008003X

1. ВВЕДЕНИЕ

В физике и химии плазмы наиболее важным, информативным и необходимым параметром является температура электронов, поскольку они не только участвуют в процессах возбуждения и ионизации нейтральных частиц, но и влияют на химические реакции в плазме [1]. Условия локального термодинамического равновесия (ЛТР) обычно не достигаются в низкотемпературной плазме, которая обозначается как неравновесная плазма (плазма без ЛТР). В такой плазме температура тяжелых частиц, как правило, слишком мала, чтобы влиять на химические процессы. Поступательную температуру свободных электронов часто связывают с температурой возбуждения, характеризующей связанные электроны в атомах и молекулах, поскольку свободные электроны контролируют процессы возбуждения, приводящие к распределению по возбужденным состояниям

[2]. Температура возбуждения часто измеряется в плазме при высоких давлениях, и электронная температура постоянно оценивается в плазме атмосферного давления на основе измерения температуры возбуждения, что обусловлено их близкой связью [3, 4].

Для анализа параметров плазмы, включая ее потенциал (V_p), плотность плазмы (n_e), электронную температуру (T_e) и функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), используются различные диагностические методы. Определение параметров плазмы с целью изучения и оптимизации процессов в низкотемпературной плазме играет важную роль в плазменной обработке материалов [5]. Для этих целей часто используются электростатические зонды Ленгмюра, которые привлекают своей простотой, несмотря на сложную интерпретацию результатов и воздействие на

саму плазму [6, 7]. В этом методе в плазму вводится тонкий проволочный электрод, к которому прикладывается дополнительное напряжение относительно референсного электрода, и измеряется ток через этот дополнительный электрод. Из измеренных характеристик ленгмюровского зонда можно определить различные параметры плазмы. Зондовый метод позволяет получать более надежные данные по электронной температуре в плазме без химических реакций (инертные газы) благодаря хорошо развитой теории зондов по сравнению с оптической эмиссионной спектроскопией, основанной на многих предположениях [2]. Зонды широко используются для диагностики плазмы, хотя при этом могут возникать определенные трудности в эксперименте, например, вызванные загрязнением зондового электрода или связанные с вызванными зондом возмущениями плазмы [6, 8].

Метод оптической эмиссионной спектроскопии, в отличие от зондового метода, позволяет исследовать плазму без ее возмущения. С его помощью можно определять несколько параметров плазмы [9, 10]. В этом методе измеряется интенсивность излучения на различных длинах волн при снятии возбуждения частиц в плазме. Часть информации извлекается с помощью численных кодов спектрального анализа, а часть — с помощью базы данных NIST [11]. С помощью метода Больцмановских построений можно определить температуру возбуждения, а при помощи модифицированной схемы построения, изложенной в [12, 13], можно вычислить и электронную температуру.

Индуктивно связанная плазма в стимулированном магнитным полюсом ВЧ-разряде (MaPE-ICP) может существовать в двух модах: E-мод (известной также как электростатическая или емкостная мода) и H-мод (также известной как электромагнитная или индуктивная мода). Эти моды отличаются разными разрядными характеристиками [14, 15]. Разряд переходит в индуктивную или H-моду при увеличении подводимой ВЧ-мощности. Для емкостной или E-моды характерны слабая интенсивность излучения света, высокая температура электронов, низкая плотность плазмы и ее высокий потенциал. В случае H-моды плазма характеризуется более высокой интенсивностью излучения, высокой плотностью плазмы, низким потенциалом и небольшой температурой электронов [15, 16].

Во многих исследованиях оценивались электронная температура и температура возбуждения и изучалась их корреляция для разрядов в отсутствие локального термодинамического равновесия. Значения этих температур измерялись в плазме емкостного ВЧ-разряда, индуктивного ВЧ-разряда и плазме магнетронного разряда по-

стоянного тока в широких диапазонах давления газа и подводимой мощности [2]. Обе температуры уменьшались с ростом давления и не сильно зависели от увеличения мощности. При этом температура T_{exc}^{OES} стремилась к T_e^{LP} с увеличением мощности и давления. Связь между T_{exc}^{OES} , определенной с помощью оптической эмиссионной спектроскопии, и T_e^{LP} , измеряемой методом зондов с ВЧ-компенсацией в емкостном ВЧ-разряде в аргоне, изучалась в [17]. Изменения в T_{exc}^{OES} , как и в T_e^{LP} , показали тенденцию увеличения доли высокоэнергичных электронов при изменении мощности и давления газа. Температура электронов также определялась в индуктивном и вспомогательном разрядах в неоне с помощью метода (прямого и модифицированного) Больцмановских построений [18]. В [19] выполнен сравнительный анализ температур T_e^{LP} и T_{exc}^{OES} в двух разных модах (E- и H-модах) для MaPE-ICP-разряда в аргоне. Исследовались зависимости T_e^{LP} , T_{exc}^{OES} и их отношения T_e^{LP}/T_{exc}^{OES} от приложенной мощности (5–50 Вт) и давления газа (15–60 мТорр). На основе полученных данных проверялась оправданность замены T_e^{LP} на T_{exc}^{OES} в обеих модах MaPE-ICP-разряда. В настоящее время различные параметры плазмы исследовались при переходе между модами MaPE-ICP-разряда в неоне [20]. Было показано, что в обеих модах разряда плотность электронов растет, а электронная температура (определенная и зондовым, и спектроскопическим методами) падает с увеличением подводимой мощности и давления газа. Однако мало что известно о связи внешних условий как с электронной температурой, определенной методом зондов и модифицированным методом Больцмановских построений, так и с температурой возбуждения, найденной из спектра излучения, для плазмы низкого давления в смесях неона с аргонном в случае обеих мод MaPE-ICP-разряда.

Целью данной работы является сравнительное изучение электронной температуры, определенной методом зондов и модифицированным методом Больцмановских кривых, и температуры возбуждения, измеренной методом оптической эмиссионной спектроскопии в двух модах (E- и H-моды) для разрядов низкого давления в смесях инертных газов (Ne–Ar). Поведение этих параметров исследуется при изменении внешних условий, к которым относятся подводимая ВЧ-мощность и концентрация аргона в его смеси с неонном для MaPE-ICP-разряда. Также изучается переход между E- и H-модами в связи с параметрами плазмы и внешними условиями. В отличие от обычных исследований таких разрядов, проводится анализ зависимостей потенциала

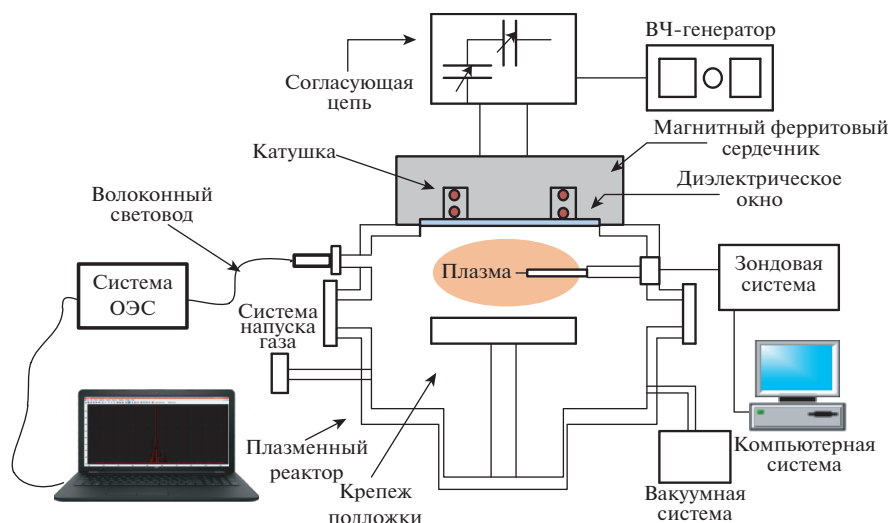


Рис. 1. Схема источника стимулированной магнитным полюсом индуктивно связанной плазмы (MaPE-ICP) и системы зондовой диагностики.

плазмы, толщины скин-слоя и ФРЭЭ от ВЧ-мощности и содержания аргона в смеси для обеих мод разряда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 представлена система (с запатентованным ферритовым сердечником), используемая для инициирования MaPE-ICP-разряда и описанная в [20]. Высота сделанной из нержавеющей стали цилиндрической камеры составляла 250 мм при внутреннем радиусе 170 мм. Разряд инициировался с помощью подключенного через согласующую цепь ВЧ-генератора (частота 13.56 МГц) в конфигурации с ферритовым сердечником. Исследования проводились в автоматическом режиме, позволяющем минимизировать отражение подаваемого импульса напряжения от нагрузки. Вкладываемая в разряд мощность находилась по разнице между величинами подводимой мощности и отраженной. С помощью турбомолекулярного и роторного насосов реактор откачивался до давления 10^{-3} Па. Рабочее давление в реакторе контролировалось с помощью Pirani- и Penning-датчиков. Скорость напуска неона и аргона в камеру контролировалась и измерялась посредством Teledyne Hastings измерителя массового потока.

3. ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

3.1. Зонд Ленгмюра

Как описано в [20], в работе для определения параметров плазмы использовался ВЧ компенсированный одиночный цилиндрический зонд Ленгмюра. Зонд, сделанный из вольфрамовой

проволоки диаметром $D_p = 0.2$ мм с выступающей частью длиной $L_p = 8.5$ мм, помещался почти в центр камеры. Зонд был соединен с блоком управления и компьютером по аналогии с [21], что позволяло осуществлять сбор данных. В этой системе присутствовал надежный механизм чистки зонда до блеска посредством его бомбардировки электронами. Типичная $I-V$ -характеристика одиночного зонда Ленгмюра и ее вторая производная приведены на рис. 2. Потенциал плазмы определяется по положению точки, где вторая производная $I-V$ -характеристики обращается в ноль.

Температура электронов. Вольтамперная характеристика ($I-V$) и ФРЭЭ определялись зон-

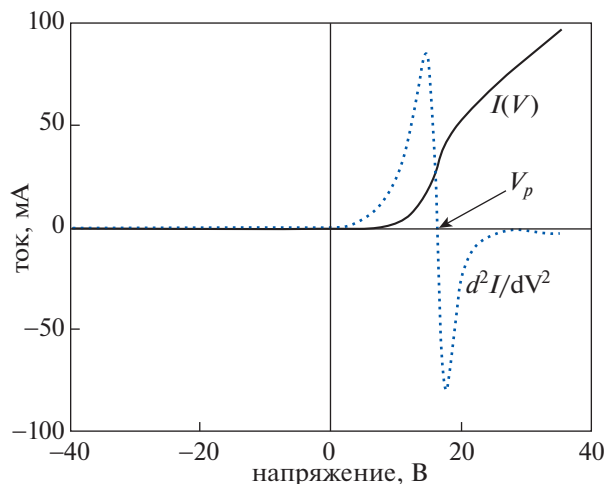


Рис. 2. $I-V$ кривая, измеренная одиночным цилиндрическим зондом, и ее вторая производная.

Таблица 1. Выбранные линии Ne–I для определения T_{exc}^{OES} и T_e^{OES} с помощью метода больцмановских построений и его модификации, соответственно

λ_{mn} , нм	E_m , эВ	g_m	A_{mn} , 10^7 с^{-1}	$\sum_{m>n} A_{mn}$, 10^7 с^{-1}
352.05	20.36886	1	0.93	1.86
359.35	20.29728	5	0.099	0.099
363.37	20.25918	1	0.11	0.48
585.25	18.96596	1	6.82	6.91
607.43	18.71138	1	6.03	6.06
609.62	18.70407	5	1.81	5.27
614.31	18.63679	5	2.82	4.98
626.64	18.69336	3	2.49	5.08
640.22	18.55511	7	5.14	5.14
650.65	18.57584	5	3.00	4.90
667.83	18.70407	5	2.33	5.27
703.24	18.38162	3	2.53	3.71

довым методом. Характеристика $I-V$ интерпретировалась с помощью численного кода, поставляемого вместе с оборудованием. Этот код обрабатывает зондовую $I-V$ -характеристику на основе теории Laframboise [22] для бесстолкновительного слоя. В рамках данной теории, с использованием ряда предположений был предложен метод для определения параметров плазмы по току, собираемому электрически проводящим сферическим или цилиндрическим зондом из бесстолкновительной максвелловской покоящейся плазмы. Зондовая характеристика, связывающая ток на зонд и его потенциал, определялась для обеих геометрий в случае, когда радиус зонда мог быть больше радиуса дебаевского экранирования горячими заряженными частицами вплоть до 100 раз, для всего диапазона отношений ионной температуры к электронной и для отношения потенциала зонда к тепловой энергии горячих частиц в диапазоне от -25 до $+25$ [22].

ФРЭЭ находилась методом Дравестейна из второй производной кривой $I-V$ по формуле [8]

$$F_p(\epsilon) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} f_e(\epsilon) = \frac{2\sqrt{2m_e}}{e^3 S_p} \frac{d^2 I}{dU^2}. \quad (1)$$

Здесь $f_e(\epsilon)$ – ФРЭЭ, S_p – площадь поверхности зонда и I – собираемый зондом ток в зависимости от потенциала $U = (V - V_p)$, где V_p – потенциал плазмы.

Концентрация (n_e) и температура (T_e) электронов определялись при интегрировании ФРЭЭ

$$n_e = \int_0^\infty \sqrt{\epsilon} F_p(\epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

и

$$T_e = \frac{2}{3} \langle \epsilon \rangle = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty \epsilon^{3/2} F_p(\epsilon) d\epsilon. \quad (3)$$

Здесь $\langle \epsilon \rangle$ – средняя кинетическая энергия электронов.

3.2. Оптическая эмиссионная спектроскопия

Спектр излучения разряда в смеси неона с аргоном восстанавливался с помощью программного обеспечения спектрометра “Ocean Spectrometer (HR4000)”, соединенного с компьютером через USB оптоволоконный кабель, как описано в [20]. Показанный на рис. 3 спектр излучения снимался через окно, расположенное вблизи отверстия для зонда, чтобы получать параметры плазмы при изменении внешних условий: ВЧ мощности и содержания аргона в смеси.

Для оценки температуры возбуждения и электронной температуры с помощью зондового метода и модифицированного метода больцмановских построений были выбраны приведенные в таблице 1 линии Ne–I в диапазоне длин волн 300–800 нм. Этим линиям соответствуют большие разности между энергиями верхних и нижних уровней, что дает наилучшую аппроксимацию прямыми линиями для экспериментальных точек. Необходимая спектроскопическая информация для неона, в частности, – величины A_{ij} , g_i и E_i – брались из базы данных [11].

3.2.1. Температура возбуждения. При получении значений температуры возбуждения предполагалось, что верхние энергетические уровни выбранных атомарных переходов находятся в со-

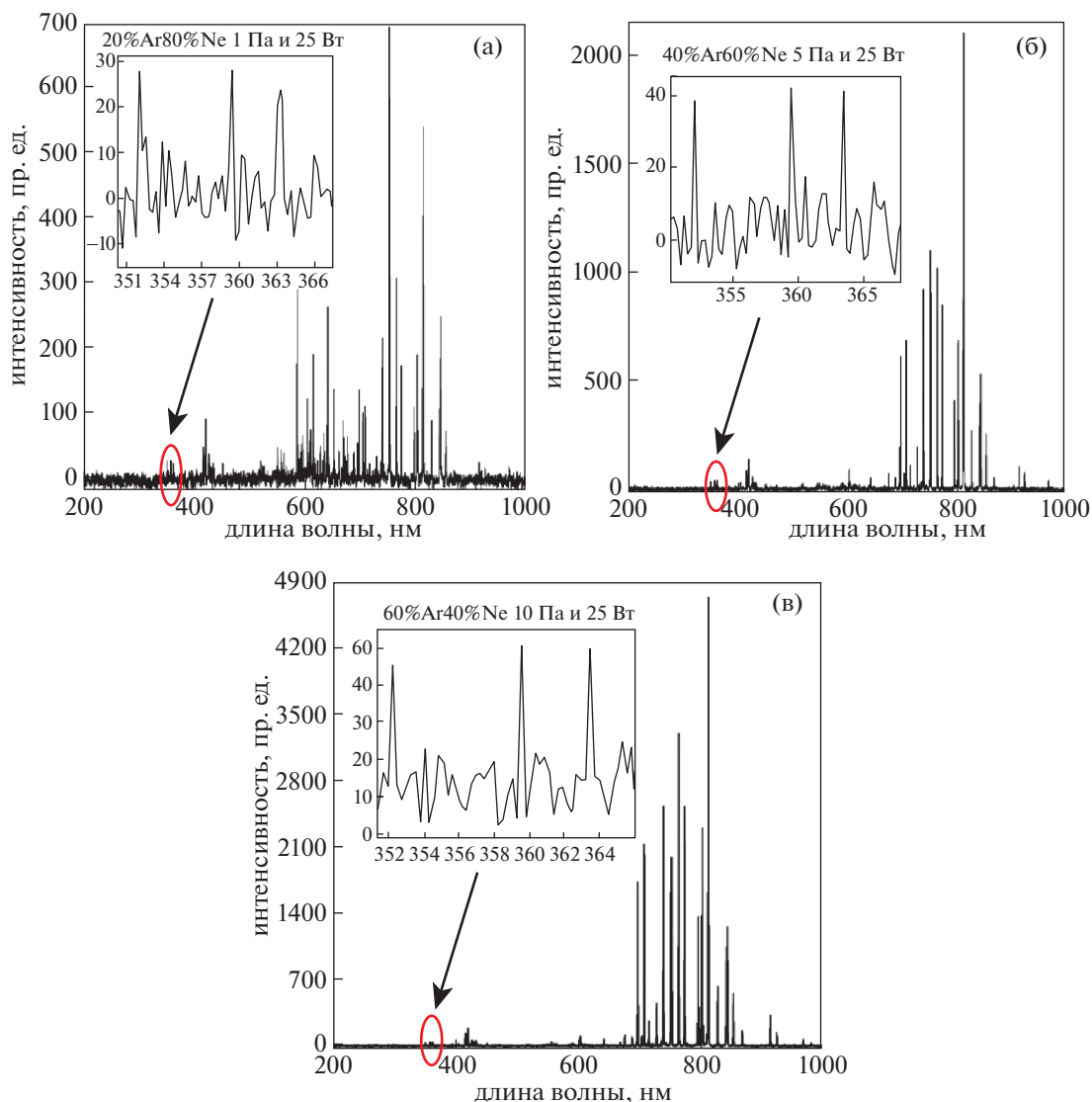


Рис. 3. Спектр излучения разрядной плазмы в смеси Ne–Ar при фиксированной ВЧ-мощности, разных концентрациях аргона и давлениях 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

стоянии локального термодинамического равновесия; то есть, плотность заселения этих уровней подчиняется бoльцмановскому распределению.

Температура возбуждения (kT_{exc}^{OES}) измерялась методом бoльцмановских построений [13] с помощью спектроскопических данных для выбранных излучающих линий Ne–I и соотношения

$$\ln \left(\frac{I_{ij}\lambda}{A_{ij}g_i} \right) = -\frac{E_i}{k_B T_{exc}^{OES}} + C. \quad (4)$$

Здесь I_{ij} – интенсивность атомарной линии излучения при переходе с i -го уровня на j -й уровень, λ – длина волны соответствующего перехода, A_{ij} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения, g_i и E_i – статистический вес и энергия

i -го уровня. Значения $\ln(I_{ij}\lambda/A_{ij}g_i)$ определялись при измерении интенсивности излучения и длины волны. Далее, они строились в зависимости от E_i , и значения kT_{exc}^{OES} вычислялись из наклона прямых, аппроксимирующих экспериментальные точки, как показано на рис. 4а.

Главным источником ошибок при получении значений kT_{exc} из выражения (4) является неопределенность в знании коэффициентов A_{ij} , неточность измерения интенсивности излучения и выбор переходов с недостаточно большой разницей между энергиями верхнего и нижнего уровней. Однако использование логарифмических зависимостей позволяет снизить эти ошибки. Например, ошибка на уровне 20% для отношения

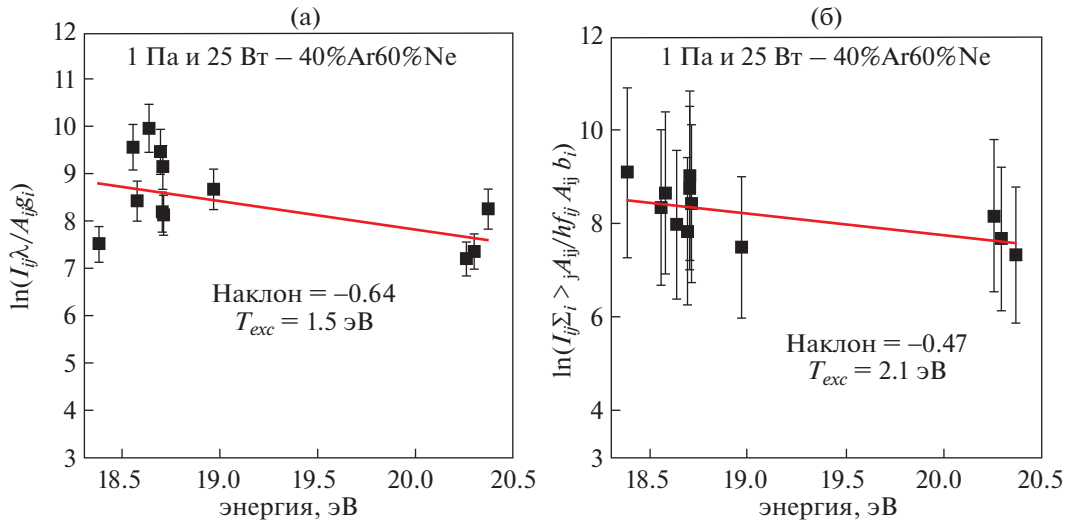


Рис. 4. Больцмановское построение для расчета температуры возбуждения (а) и модифицированное больцмановское построение для расчета температуры электронов (б).

$I_{ij}\lambda_{ij}/g_i A_{ij}$ приводит лишь к ошибке в 5% для логарифма от этой величины [13].

3.2.2. Электронная температура. В большинстве случаев плазма не находится в локальном термодинамическом равновесии, особенно это относится к лабораторной плазме низкого давления. Отклонения от локального термодинамического равновесия связаны с большой разницей в массах электронов и положительных ионов, с сильными градиентами в плазме и с влиянием диффузии. Поскольку локальное термодинамическое равновесие может быть подтверждено только для высоких энергетических уровней, то в этом случае можно говорить о частичном равновесии. Даже в случае этого равновесия значения kT_e могут сильно отличаться от оцененных значений kT_{exc} , давая информацию только о низкоэнергичной части ФРЭЭ.

В неравновесной плазме в рамках коронального приближения плотности заселения возбужденных состояний получаются из баланса между их возбуждением электронным ударом из основного состояния атомов (процесс возбуждения) и спонтанным излучением (процесс снятия возбуждения). В результате температура kT_e будет отличаться от температуры возбуждения kT_{exc} и не может быть измерена в рамках простого метода больцмановских построений. Изучаемая плазма не находится в состоянии локального термодинамического равновесия, поскольку она низкотемпературная и находится при низком давлении, когда баланс возбужденных состояний соответствует корональной модели, что проверялось для выделенных линий неона в [23]. Способ получения электронной температуры для неравновес-

ной плазмы в случае коронального баланса основан на модифицированном методе больцмановских построений [13]. Этот метод использовался для оценки электронной температуры (kT_e^{OES}) по снятым спектрам с помощью спектроскопических данных выбранных линий для Ne-I на основе соотношения

$$\ln\left(\frac{I_{ij}\sum_{i>j}A_{ij}}{hf_{ij}A_{ij}b_i}\right) = -\frac{E_i}{kT_e^{OES}} + C. \quad (5)$$

Здесь I_{ij} – интенсивность линий, A_{ij} – коэффициент Эйнштейна, $\sum_{i>j}A_{ij}$ – сумма коэффициентов Эйнштейна по всем переходам из верхнего состояния, hf_{ij} – разность энергий для i -го и j -го состояний, b_i – коэффициент в экспоненциальной аппроксимации, который можно определить при обработке экспериментальных точек, E_i – энергия i -го уровня и kT_e^{OES} – температура электронов в энергетических единицах.

Величины $\ln\left(I_{ij}\sum_{i>j}A_{ij}/hf_{ij}A_{ij}b_i\right)$ вычислялись по интенсивностям выделенных спектральных линий и спектроскопическим константам и далее представлялись на графиках в виде зависимости от E_i . Значения kT_e^{OES} можно оценить из наклона прямых линий, аппроксимирующих экспериментальные точки, как показано на рис. 4б.

Основные ошибки при получении экспериментальных данных, необходимых в методе больцмановских построений, возникают из-за неопределенности в величинах A_{ij} и интенсивностях излучения, а также из-за неопределенностей

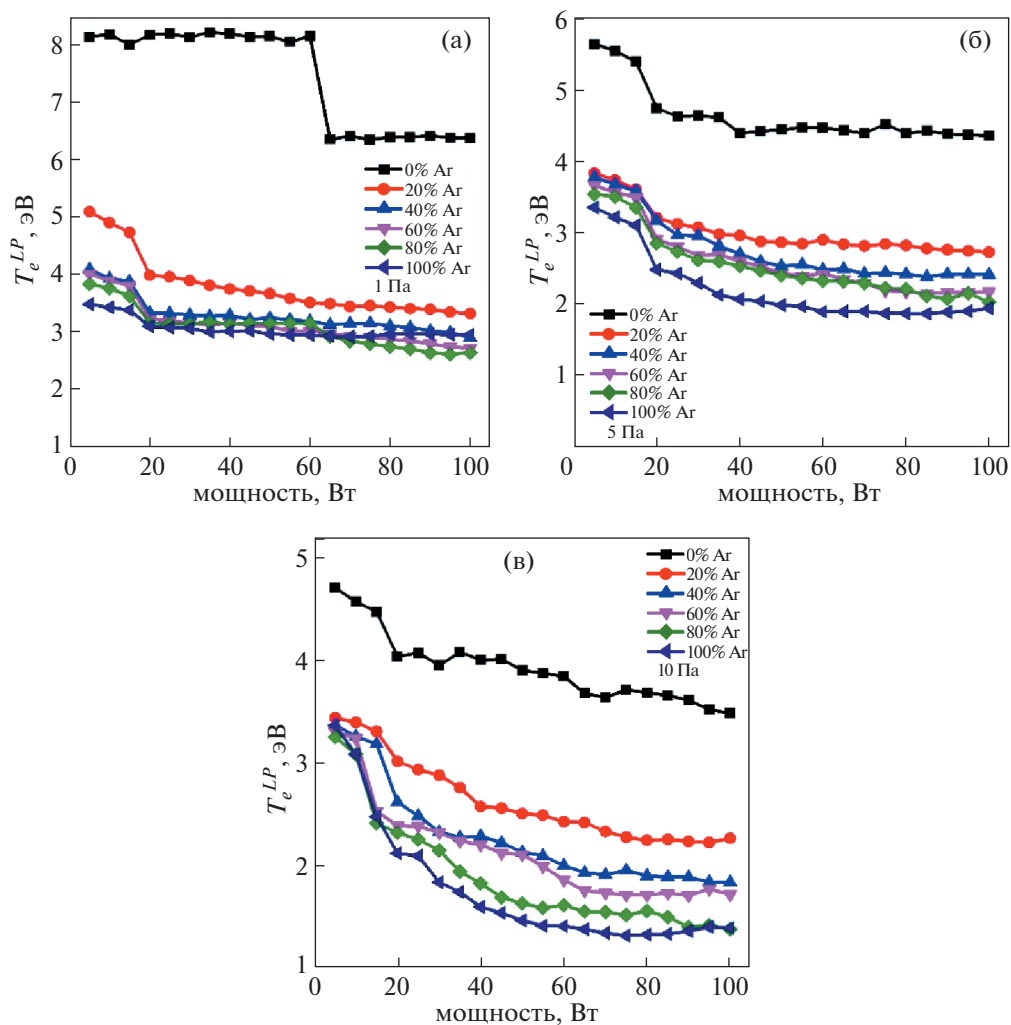


Рис. 5. Температура электронов, определенная методом зондов, в зависимости от ВЧ-мощности при разных концентрациях аргона и давлении 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

при численной подгонке коэффициентов возбуждения k_{li} с помощью выражения (7) из [13]; то есть, из-за ошибок численного определения b_{li} . Мы определили пределы ошибок в виде $\pm 5\%$ для метода Больцмановских построений с учетом неточности при определении выражения под логарифмом в формуле (5). Кроме того, интенсивные линии излучения обычно наблюдаются для переходов с малой (1 эВ и меньше) разницей между энергиями верхнего и нижнего уровней перехода, что приводит к увеличению погрешности при определении температур возбуждения и электронов. Поэтому в данной работе выбирались линии с наибольшей разностью энергий, хотя они были и слабыми. Из-за разброса в экспериментальных точках, обрабатываемых модифицированным методом Больцмановских построений, полученным данным по электронной температуре была приписана погрешность $\pm 20\%$ [13].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 5–7 приведены измеренная зондовым методом электронная температура и температуры возбуждения и электронов, измеренные методом оптической эмиссионной спектроскопии, в зависимости от ВЧ-мощности. Кривые приведены для различных давлений и содержания аргона в смесях. При увеличении ВЧ-мощности наблюдается уменьшение всех температур. Снижение электронной температуры можно объяснить тем, что высокоэнергичные электроны теряют свою энергию в неупругих столкновениях с атомами, в результате чего увеличивается скорость ионизации [24]. Также увеличение вкладываемой в разряд ВЧ-мощности приводит к интенсификации ионизационных процессов и, как следствие, к росту концентрации электронов в разряде. При этом увеличивается частота столкновений электронов, что приводит к уменьшению температу-

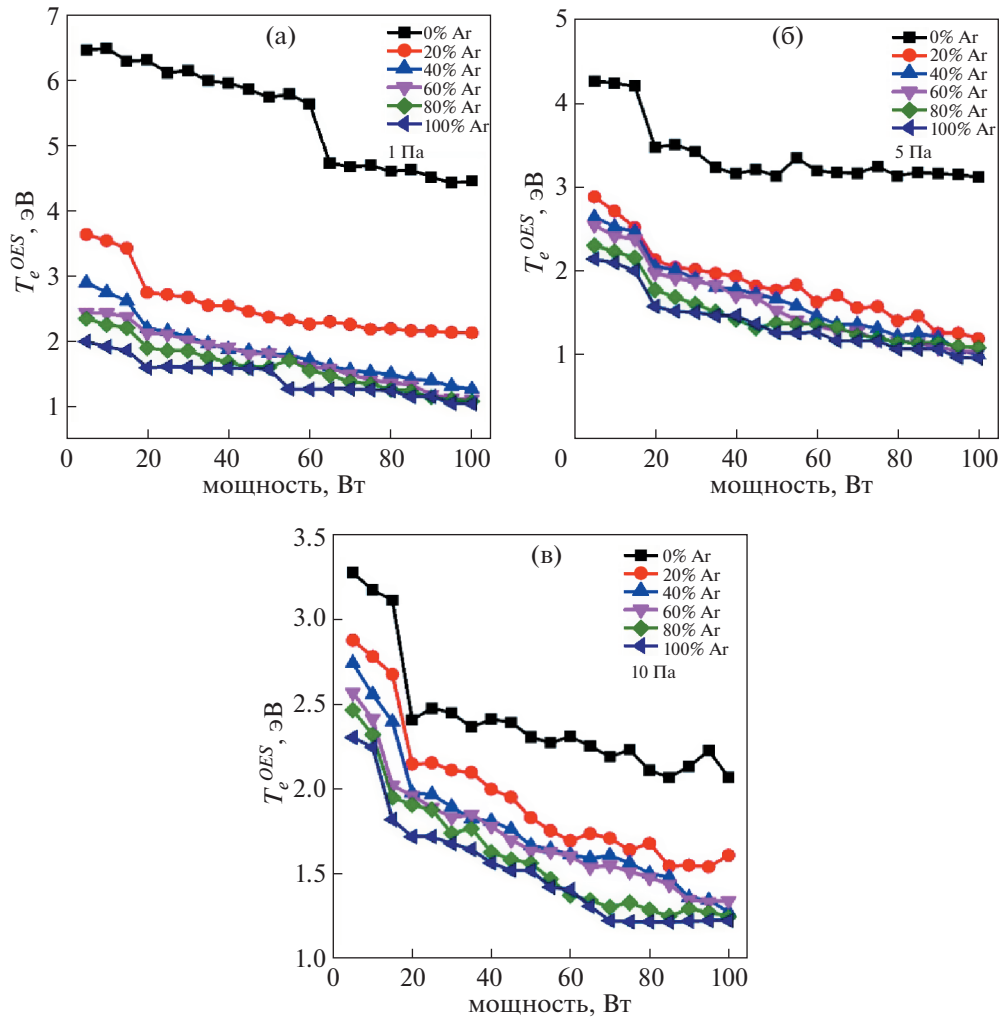


Рис. 6. Температура электронов, определенная методом оптической эмиссионной спектроскопии, в зависимости от ВЧ-мощности при разных концентрациях аргона и давлении 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

ры электронов и температуры возбуждения [25]. Из данных на рис. 5–7 следует, что при 1 Па и 65 Вт наблюдается резкий спад температуры (переход между Е- и Н-модами). Мощность, при которой наблюдается этот переход, снижается с ростом содержания аргона в смеси. Резкий спад температуры при переходе между Е- и Н-модами можно объяснить резким увеличением концентрации электронов из-за более эффективного поглощения ВЧ-энергии при наличии ферритового сердечника в МаРЕ-ИСР-разряде. Согласно рис. 5–7 температуры, определенные зондовым методом и спектроскопически, имеют одинаковые спадающие тренды с ростом мощности при постоянном давлении. Однако температура, измеренная зондами, оказывается выше температуры, полученной из спектроскопических измерений. Это различие можно приписать тому, что возбуждение атомов осуществляется высокоэнергичными электронами, которые не могут эф-

фективно передавать энергию атомам в неупругих столкновениях, поскольку значительная доля этих электронов быстро диффундирует на стенки, где они рекомбинируют. Кроме того, как следует из критерия Грима, в данном эксперименте концентрация n_e ($\sim 10^8$ – 10^{11} см $^{-3}$) меньше критической концентрации, и отклонение от локального термодинамического равновесия также может привести к занижению спектроскопической температуры [26]. Наблюдаемое различие в температурах может также быть связано с тем, что спектроскопическая температура соответствует усредненным по объему значениям kT_e^{OES} , а “зондовая” температура T_e^{LP} относится к локальным значениям на оси разрядной трубки [27]. Помимо этого, дополнительная неопределенность в определении kT_e^{OES} возникает из-за использования коэффициентов возбуждения для линий излучения.

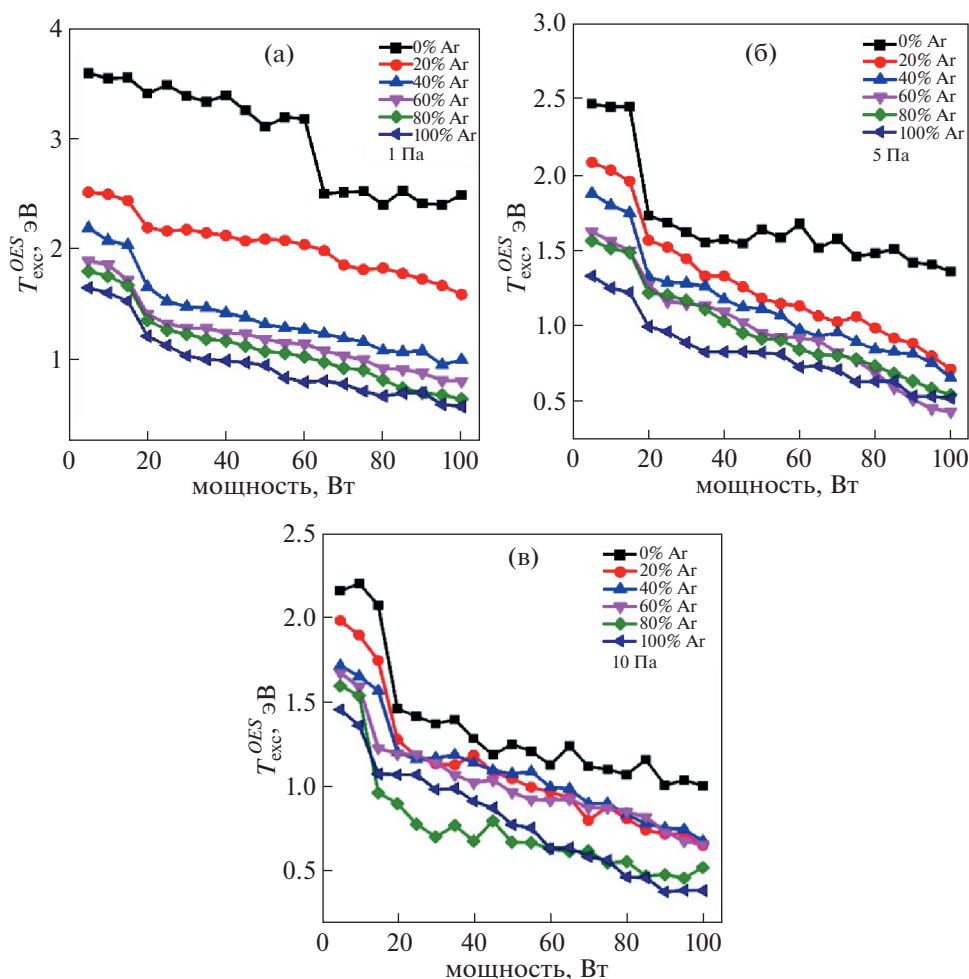


Рис. 7. Температура возбуждения, определенная методом оптической эмиссионной спектроскопии, в зависимости от ВЧ-мощности при разных концентрациях аргона и давлении 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

Поэтому оптическая эмиссионная спектроскопия не в состоянии дать электронные температуры, совпадающие с зондовыми измерениями [28].

На рис. 8–10 показано изменение T_e^{LP} , kT_e^{OES} и kT_{exc}^{OES} с ростом содержания аргона в смеси при различных значениях ВЧ-мощности и давления газа. Температуры, определенные зондовым методом и спектроскопически, уменьшаются при увеличении содержания аргона. Такое поведение можно объяснить на основе сечений и потенциалов ионизации. Атомы неона имеют больший потенциал ионизации и меньшее сечение ионизации по сравнению с атомами аргона. Поэтому атомы аргона более эффективно ионизируются. В этих условиях электронная температура снижается из-за неупругих столкновений электронов с частицами в плазме [25].

Потенциал плазмы V_p — ее важный параметр, который управляет энергией ионов в пристеноч-

ном слое. Любые изменения V_p влияют на электрическое поле E , в котором свободные электроны набирают энергию, необходимую для продолжения ионизационных процессов в плазме. На рис. 11 показан потенциал плазмы в зависимости от подводимой ВЧ-мощности при различных значениях давления и содержания аргона в разряде. Сначала, когда разряд существует в E-моду, потенциал плазмы растет с увеличением мощности. Но потом, после перехода в H-моду, потенциал снижается. Такое поведение потенциала можно объяснить следующим образом. В E-моду V_p увеличивается, что свидетельствует о малом количестве электронов в объеме плазмы из-за низкой скорости ионизации при малой мощности и эффективной диффузии высокоэнергичных электронов на стенки реактора. Однако с ростом ВЧ-мощности скорость ионизации и концентрация электронов увеличиваются в объеме плазмы, что приводит к падению потенциала. Другой при-

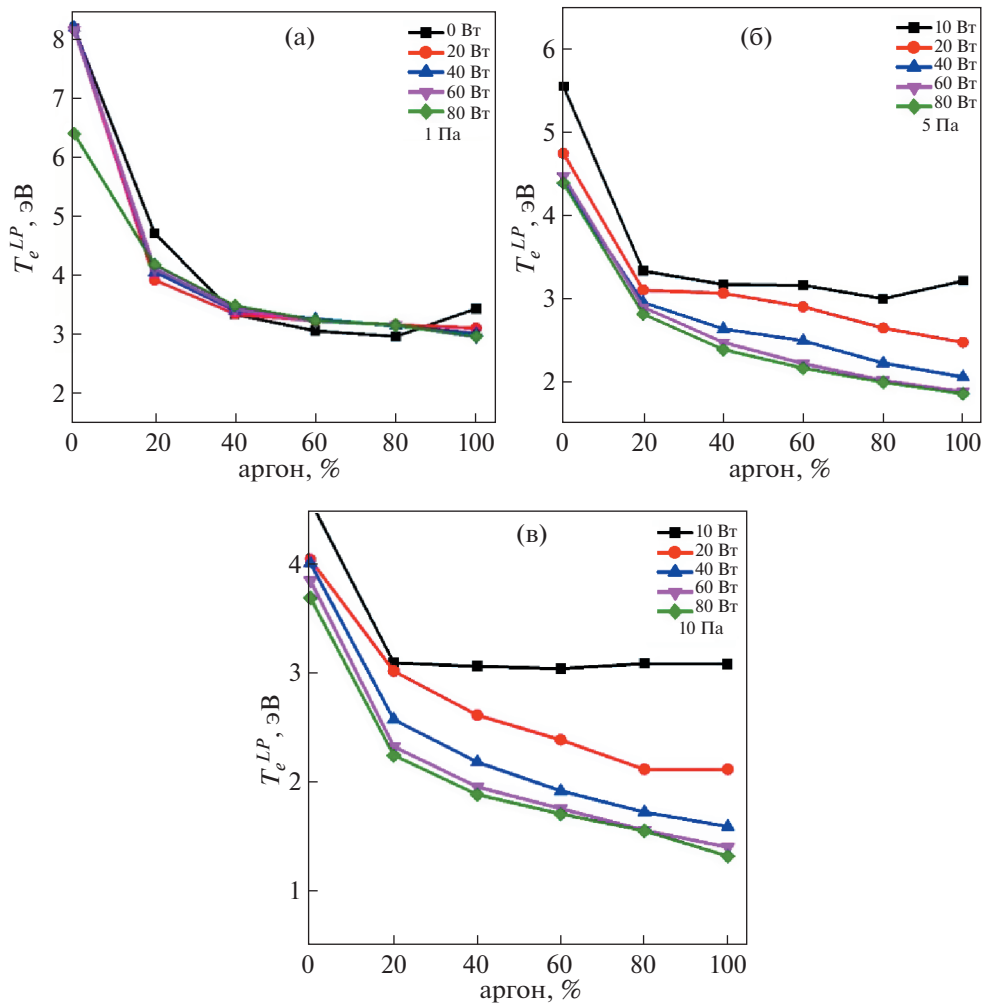


Рис. 8. Температура электронов, определенная методом зондов, в зависимости от концентрации аргона при разных значениях ВЧ-мощности и давления 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

чиной уменьшения потенциала плазмы может быть эффективное удержание плазмы в объеме при растущей напряженности создаваемого магнитным полюсом магнитного поля [29]. Из рис. 11 также следует, что потенциал плазмы уменьшается с увеличением содержания аргона в плазме. Это может быть объяснено ростом концентрации электронов при увеличении доли аргона в смеси.

На рис. 12 приведена толщина скин-слоя в зависимости от ВЧ-мощности при различных давлениях и концентрациях аргона. Концентрация плазмы и интенсивность испускаемого излучения существенно меняются при переходе между Е- и Н-модами. В Е-моду концентрация очень низкая ($n_e \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$), в то время как в Н-моду она значительно выше ($n_e \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$). В [30] также был приведен аналитический критерий устойчивости Н-моды. Согласно этому критерию, что-

бы данная мода была устойчива в разряде низкого давления, толщина скин-слоя (δ_p) должна быть меньше критического размера $\sqrt{2/3}R$, где R – радиус реактора. Толщина скин-слоя в бесстолкновительной плазме вычисляется согласно

$$\delta_p = \left(\frac{m_e}{n_e e^2 \mu_0} \right)^{1/2}. \tag{6}$$

Здесь $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ кг}$ – масса электрона, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$ – абсолютная величина его заряда, и $\mu_0 = 1.26 \times 10^{-6} \text{ м кг с}^{-2} \text{ А}^{-2}$ – магнитная проницаемость вакуума. При подстановке этих величин и измеренной концентрации электронов (n_e) в (6) можно вычислить толщину скин-слоя. В рассматриваемом случае критический размер равен 13.8 см. Как видно на рис. 12, получаемая толщина скин-слоя в Н-моду меньше 13.8 см при внеш-

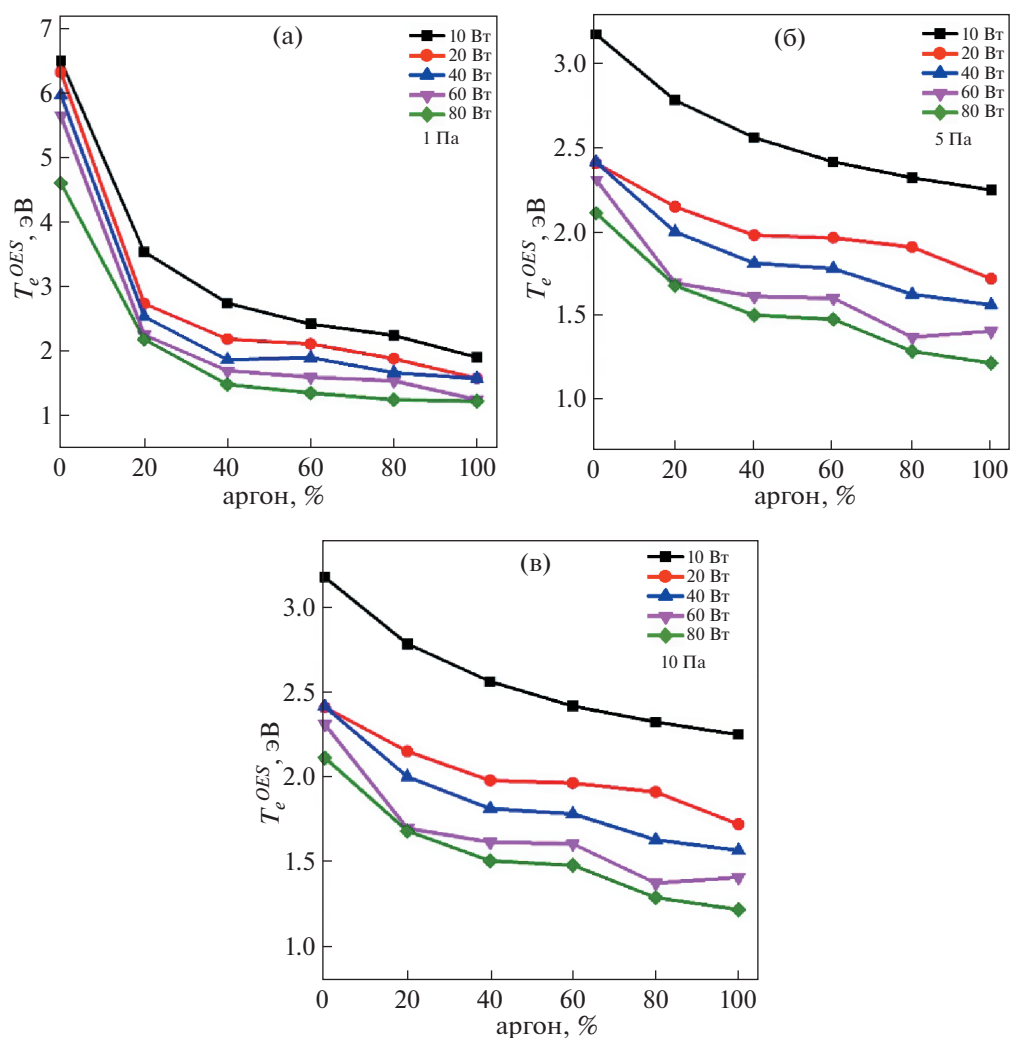


Рис. 9. Температура электронов, определенная методом оптической эмиссионной спектроскопии, в зависимости от концентрации аргона при разных значениях ВЧ-мощности и давления 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

ней ВЧ-мощности 65–80 Вт и 0% аргона, а также при 20–60 Вт и 20–100% аргона. Это является следствием того, что толщина скин-слоя резко падает при переходе разряда в Н-моду, поскольку n_e увеличивается на один-два порядка величины по сравнению с концентрацией электронов в Е-моду.

На рис. 13–15 представлены измеренные ФРЭЭ в области перехода между модами для разных концентраций аргона в смеси и давлений газа (1, 5 и 10 Па). В Е-моду ФРЭЭ является немаксвелловской, а в Н-моду эти функции близки к максвелловской. На рис. 13а виден бимаксвелловский характер ФРЭЭ в Е-моду, что является отличительной чертой нелокальной кинетики электронов в плазме при низких давлениях [31]. В разрядах низкого давления, где частота столкновений электронов с нейтральными частицами

(ν_{e-n}) значительно меньше частоты ВЧ-источника (ω_{RF}), обычно преобладает бесстолкновительный нагрев электронов при их взаимодействии со скин-слоем вблизи рамки антенны. Энергичные электроны могут преодолевать барьер амбиполярного потенциала и достигать скин-слоя. В результате энергичные электроны приобретают дополнительную энергию, что приводит к ускорению ионизации и возбуждения нейтральных частиц при неупругих столкновениях с такими электронами. В то же время электроны с низкой энергией не способны преодолеть амбиполярный потенциальный барьер и достичь скин-слоя, где происходит бесстолкновительный нагрев [32]. На рис. 14а и 15а показано, что ФРЭЭ превращается из бимаксвелловской в дравестейновскую в режиме Е-моды разряда. Переход к ФРЭЭ типа дравестейновских при высоких давлениях (5 и 10 Па) связан с тем, что механизм нагрева электронов

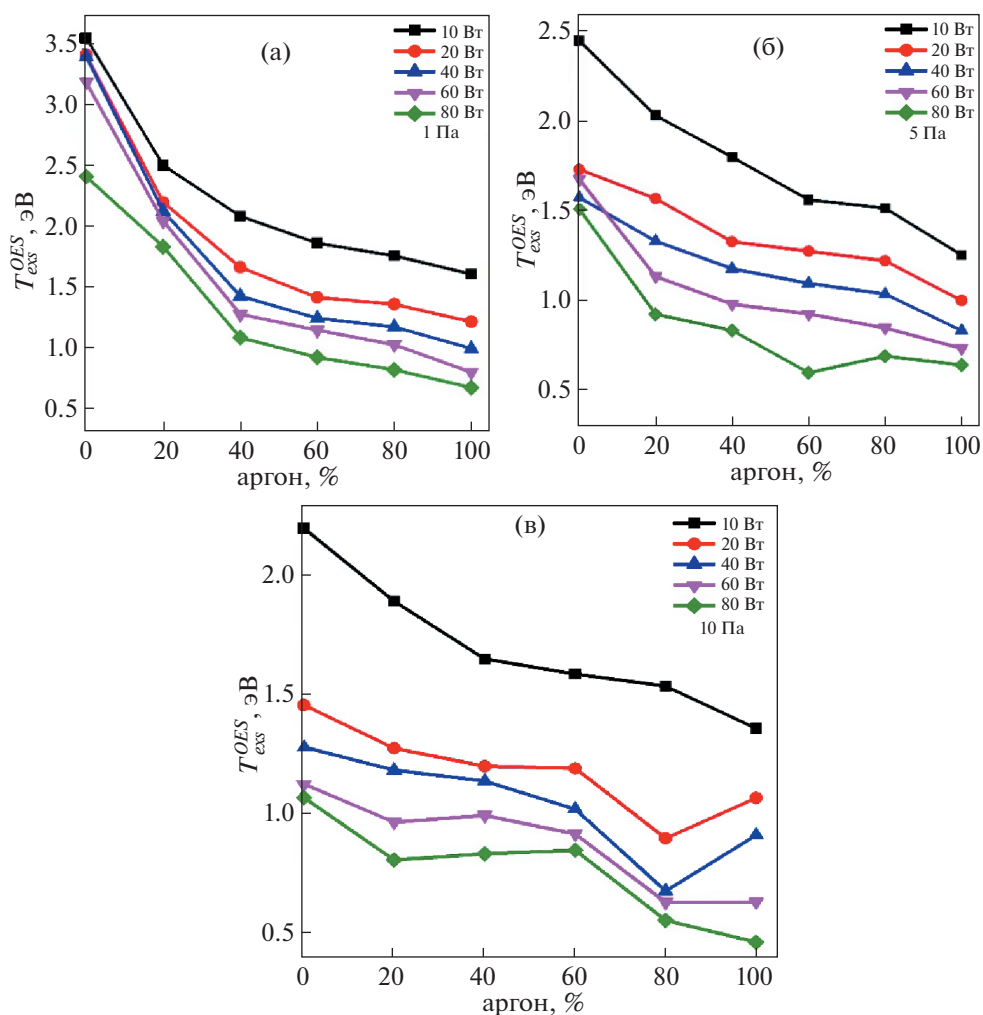


Рис. 10. Температура возбуждения, определенная методом оптической эмиссионной спектроскопии, в зависимости от концентрации аргона при разных значениях ВЧ-мощности и давлении 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

вместо бесстолкновительного (стохастического) становится столкновительным (омическим). Дравестейновский характер ФРЭЭ формируется прежде всего благодаря эффективному нагреву низкоэнергичных электронов в столкновительном режиме [33].

Как показано на рис. 136–156, в Н-моде ФРЭЭ являются максвелловскими для всех исследованных давлений. Это можно приписать возросшей концентрации электронов в разряде при увеличении ВЧ-мощности и концентрации аргона, в результате чего выросла частота электрон-электронных ($e-e$) столкновений, что привело к максвеллизации ФРЭЭ. Однако с ростом содержания аргона в смеси происходит обеднение высокоэнергичного хвоста ФРЭЭ. Этот эффект можно объяснить следующим образом. Увеличение доли аргона приводит к большей длине свободного пробега для низкоэнергичных электронов из-за эффекта Рамзауэра и к росту концентрации высоко-

коэнергичных электронов. Потенциал ионизации аргона (15.7 эВ) больше аналогичной величины для неона (21.5 эВ). Поэтому присутствующие в плазме высокоэнергичные электроны участвуют в неупругих столкновениях с атомами аргона, ионизуя их. В результате истощается высокоэнергичный хвост ФРЭЭ, и увеличивается концентрация низкоэнергичных электронов.

5. ВЫВОДЫ

В данной работе исследуются параметры плазмы в смесях неона с аргоном для двух различных мод разряда. В частности, изучается корреляция между электронной температурой, полученной из зондовых измерений, и температурой электронов, и температурой возбуждения, определенных с помощью оптической эмиссионной спектроскопии. Все измеренные температуры демонстрируют аналогичные спадающие тренды при

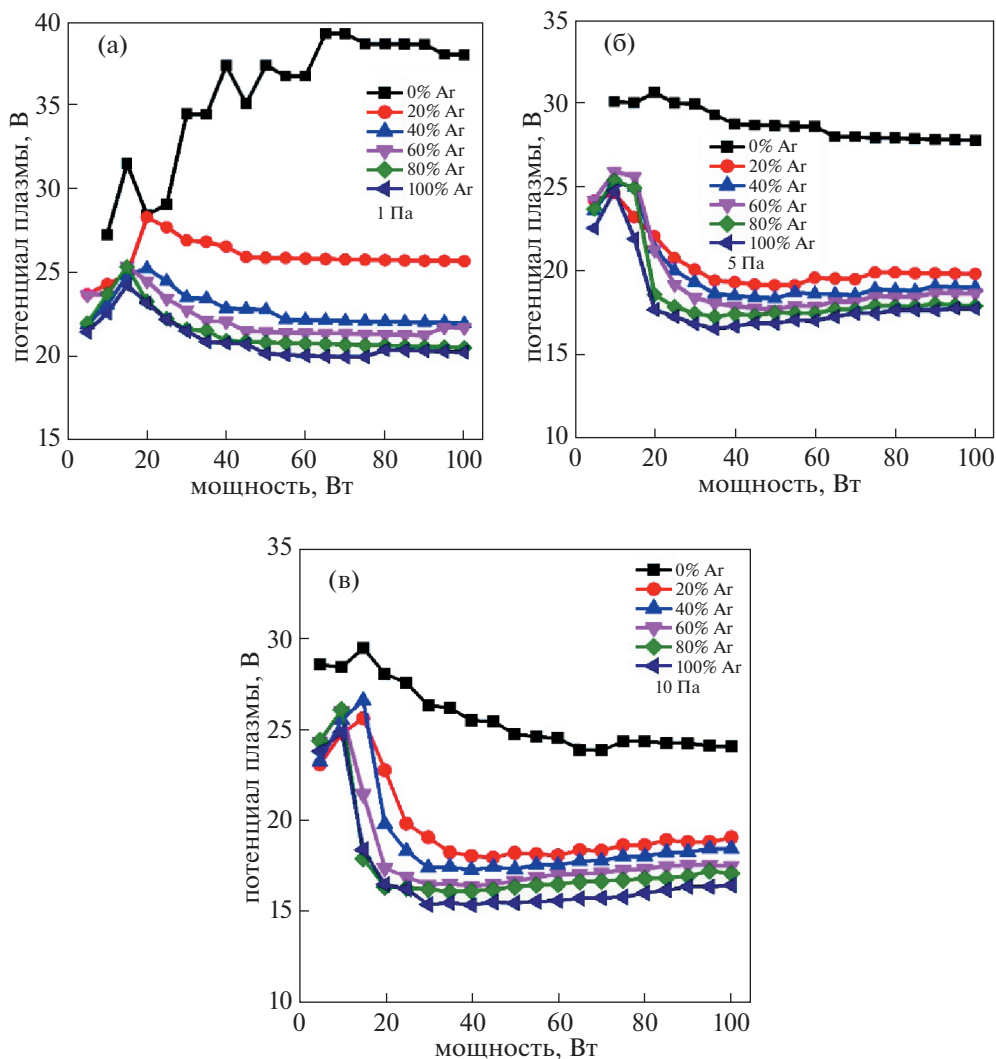


Рис. 11. Потенциал плазмы в зависимости от ВЧ-мощности при разных концентрациях аргона и давлении 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

увеличении ВЧ-мощности и содержания аргона в смесях. Это свидетельствует о том, что спектроскопическое определение температуры может быть хорошей альтернативной измерению температуры зондовым методом. В то же время из измерений следует, что спектроскопическая температура меньше температуры, определенной с помощью зондов, ($kT_e^{OES}, kT_{exc}^{OES} < T_e^{LP}$); это различие приписывается отклонению состояния плазмы от локального термодинамически равновесного. По аналогии с интенсивностью излучения, концентрация электронов, толщина скин-слоя и температуры, определенные спектроскопически и методом зондов, испытывают резкий скачок при переходе между Е- и Н-модами. Это указывает на то, что температуры T_e^{LP} , kT_e^{OES} и kT_{exc}^{OES} могут быть хорошими индикаторами перехода между Е-

и Н-модами в плазме в смеси неона с аргоном. Также анализируется поведение потенциала плазмы при переходе между модами. Из измерений следует, что потенциал растет в Е-моде, но показывает тенденцию к спаду при переходе к Н-моде. При этом выполняется полученный в [21] аналитический критерий стабильности Н-моды, поскольку вычисленная толщина скин-слоя меньше критического размера разрядного реактора (13.8 см) для ВЧ-мощности в диапазоне 20–60 Вт (Н-мода). При низких ВЧ-мощностях, когда разряд существует в Е-моде, измеренные ФРЭЭ оказываются немаксвелловскими. С ростом ВЧ-мощности наблюдается переход между Е- и Н-модами, при котором происходит скачкообразное снижение T_e^{LP} , kT_e^{OES} , kT_{exc}^{OES} и толщины скин-слоя, а ФРЭЭ становится максвелловской.

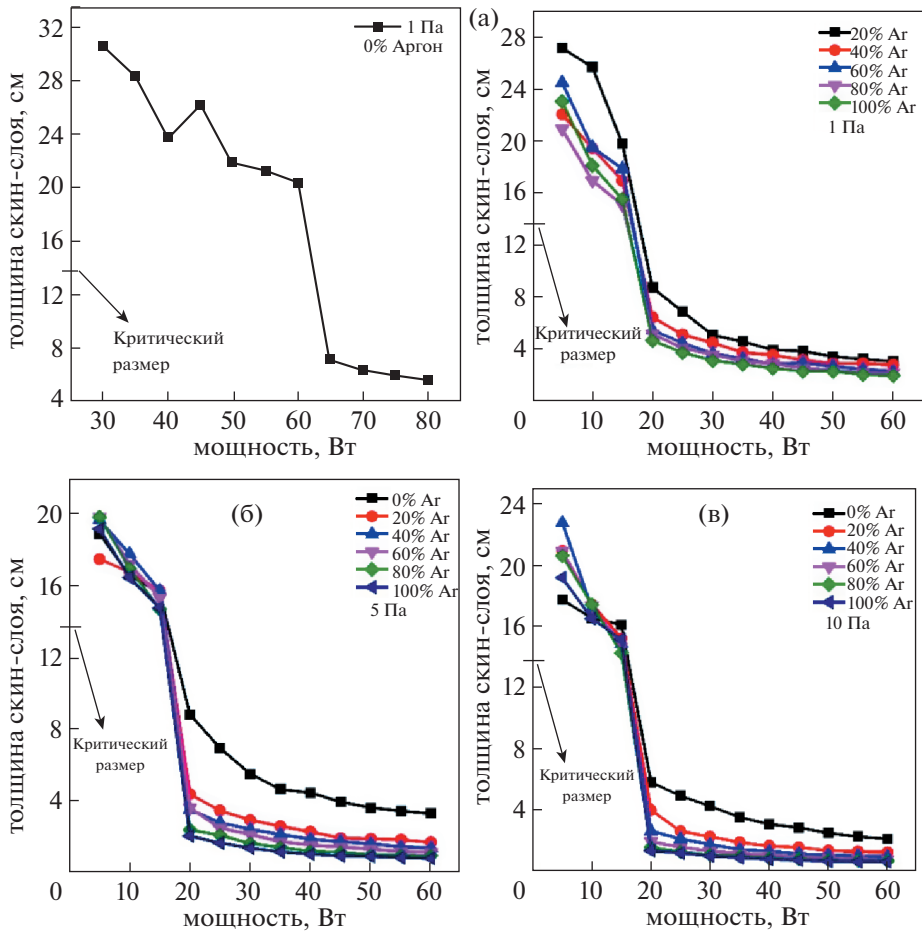


Рис. 12. Толщина скин-слоя в зависимости от ВЧ-мощности при разных концентрациях аргона и давлении 1 Па (а), 5 Па (б) и 10 Па (в).

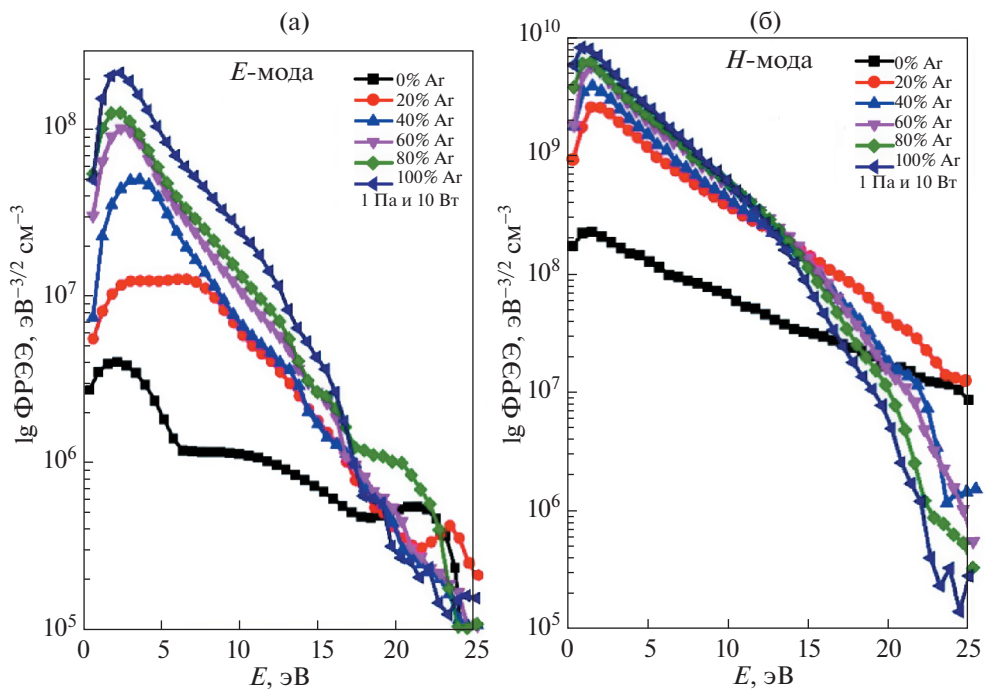


Рис. 13. ФРЭЭ в E- и H-модах при разных концентрациях аргона, фиксированном давлении (1 Па) и ВЧ-мощности 10 Вт (а) и 65 Вт (б).

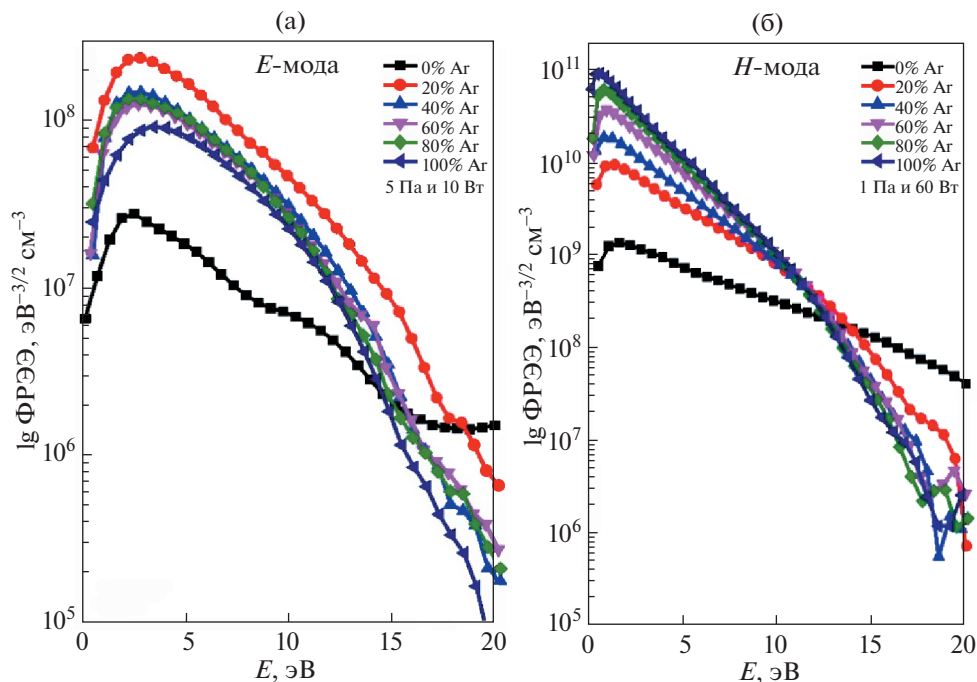


Рис. 14. ФРЭЭ в E- и H-модах при разных концентрациях аргона, фиксированном давлении (5 Па) и ВЧ -ошности 10 Вт (а) и 65 Вт (б).

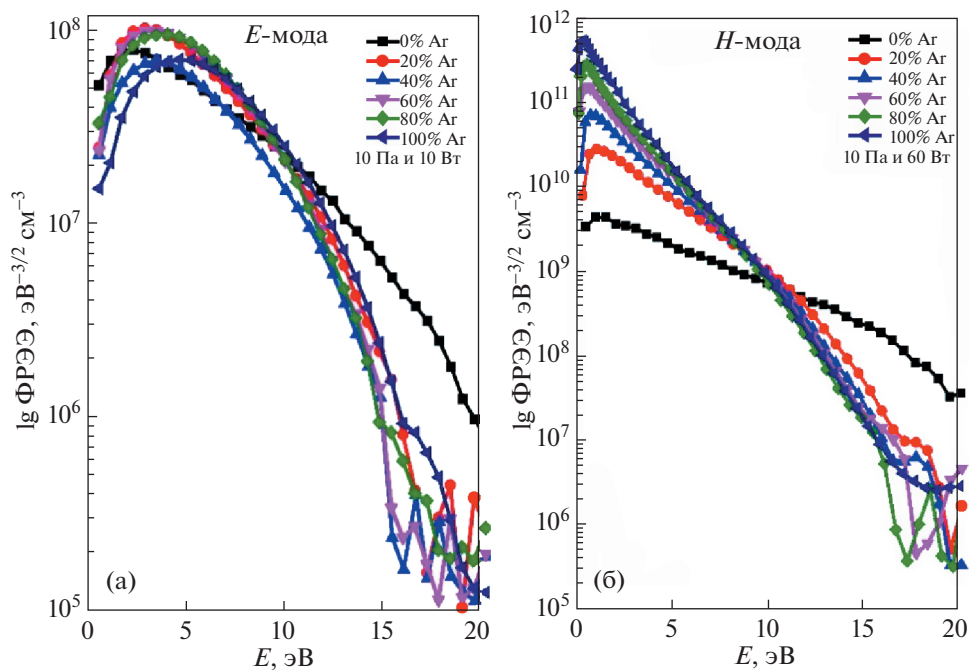


Рис. 15. ФРЭЭ в E- и H-модах при разных концентрациях аргона, фиксированном давлении (10 Па) и ВЧ-мощности 10 Вт (а) и 65 Вт (б).

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа частично поддержана грантом QAU URF за период 2019–2020 и грантом Комиссии по высшему образованию (Higher Education Commission (HEC)) по физике плазмы в Gomal University D.I. Khan.

Авторы также благодарят С.М.О. Mahony, University of Ulster; P.G. Steen, Andor Technology, Belfast и W.G. Graham, Queen's University Belfast за предоставление программных средств сбора данных ВЧ компенсированного зонда Ленгмюра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grill A. Cold plasma in materials fabrication. IEEE Press, New York, 1994.
2. Park H., Choe W. Current Applied Physics. 2010. V. 10. P. 1456.
3. Moon S.Y., Choe W., Uhm H.S., Hwang Y., Choi J. Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 4045.
4. Jovičević S., Ivković M., Konjević N. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2001. V. 56. P. 2419.
5. Onga C., Chin O., Nisoab M., Paosawatyanang B. Jurnal Fizik Malaysia. 2004. V. 25.
6. Godyak V., Piejak R., Alexandrovich B. Plasma sources sci. technology. 1992. V. 1. P. 36.
7. Kang N., Oh S.-G., Ricard A. J. Phys. D: Applied Phys. 2008. V. 41. P. 155203.
8. Godyak V., Demidov V. J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 233001.
9. Fuller N., Donnelly V.M., Herman I.P. J. Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 2002. V. 20. P. 170.
10. Zhu X.-M., Chen W.-C., Li J., Pu Y.-K. J. Phys. D: Applied Phys. 2008. V. 42. P. 025203.
11. <https://www.nist.gov/>.
12. Griem H.R. Principles of plasma spectroscopy. Cambridge University Press, 2005.
13. Gordillo-Vázquez F., Camero M., Gomez-Alexandre C. Plasma Sources Sci. Technology. 2005. V. 15. P. 42.
14. Hopwood J. Plasma Sources Sci. Technology. 1992. V. 1. P. 109.
15. Singh S. J. Applied Phys. 2008. V. 103. P. 083303.
16. Park I.-S., Kang H.-J., Kim K.-H., Chung C.-W. Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 123506.
17. Park H., You S., Choe W. Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 103501.
18. Tanisli M., Sahin N., Demir S. arXiv preprint arXiv:1706.05015. 2017.
19. Khan A., Jan F., Saeed A., Zaka-ul-Islam M., Abrar M., Khattak N., Zakaullah M. Current Appl. Phys. 2013. V. 13. P. 1241.
20. Khattak Z.I., Shafiq M., Khan A.W. IEEE Transactions Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 2665.
21. Lee M.-H., Jang S.-H., Chung C.-W. J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 033305.
22. Laframboise J.G. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless, Maxwellian plasma at rest. Toronto Univ Downsview (Ontario) Inst. for Aerospace Studies, 1966.
23. Rehman N., Zakaullah M., Khan F., Naseer S. J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 123304.
24. Jan F., Khan A., Saeed A., Zakaullah M. Contributions Plasma Phys. 2013. V. 53. P. 492.
25. Orazbayev S., Ussenov Y.A., Ramazanov T., Dosbolayev M., Utegenov A. Contributions Plasma Phys. 2015. V. 55. P. 428.
26. Yanguas-Gil A., Cotrino J., González-Elipse A.R. J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 033104.
27. Kano K., Suzuki M., Akatsuka H. Plasma Sources Sci. Technology. 2000. V. 9. P. 314.
28. Tanışlı M., Şahin N., Younus M., Rehman N.U., Demir S. Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 102123.
29. Younus M., Rehman N., Shafiq M., Naeem M., Zaka-ul-Islam M., Zakaullah M. Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 588.
30. Lee M.-H., Chung C.-W. Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 063510.
31. Lee H.-C., Lee M.-H., Chung C.-W. Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 041503.
32. Lee H.-C., Chung C.-W. Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 043505.
33. Chung C., Chang H.-Y. Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 1725.

Correlation Between Langmuir Probe and Spectroscopic Temperatures in Inductively Coupled Neon-Argon Mixture Plasma

Z. I. Khattak^{1,#}, A. W. Khan², A. U. Rahman³, and M. Shafiq^{1,##}

¹ Department of Physics, Quaid-i-Azam University, 45320 Islamabad, Pakistan

² Department of Physics, Gomal University, 29050 D. I. Khan, Pakistan

³ Department of Physics, International Islamic University, 44000 Islamabad, Pakistan

#e-mail: zikhattak@phys.qau.edu.pk

##e-mail: ii.mshafiq@qau.edu.pk

In this study, many plasma parameters including excitation temperature (T_{exc}), electron temperature (T_e), skin depth (δ_p), plasma potential (V_p), and electron energy probability function (EEPF) are inspected in the two modes of magnetic pole enhanced-inductively coupled (MaPE-ICP) neon-argon mixture plasma by employing Langmuir probe (LP) and optical emission spectroscopy (OES) diagnostics. The major purpose of this effort is to explore the validity of spectroscopic temperatures, including excitation temperature (kT_{exc}^{OES}) and electron temperature (kT_e^{OES}) as a substitute diagnostic tool to the measured electron temperature (T_e^{LP}) by Langmuir probe. The spectroscopic and LP temperatures are measured in various input powers and argon contents in discharge. It is observed that LP and spectroscopic temperatures both display falling dependence with input power and argon content, but the spectroscopic temperature is consistently lesser than the probe temperature. This study can be very useful in reactive plasma processing, where the LP has many limitations.

Keywords: Ne-Ar plasma, Langmuir probe, OES, Electron temperature, Excitation temperature, Skin depth and EEPF