

УДК 535.53

ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В НАНОСЕКУНДНОМ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ Ar-He АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

М. В. Загидуллин¹, П. А. Михеев¹, А. Д. Дворников², А. П. Торбин¹

Создана упрощенная кинетическая модель наносекундного импульсно-периодического разряда в Ar-He плазме атмосферного давления. Рассчитана удельная тепловая мощность, которая выделяется в плазме при условии генерации в среднем 10^{13} см⁻³ метастабильных атомов Ar($1s_5$). Для каждой длительности импульса существует частота их повторения и амплитуда E/N , при которых достигается минимум тепловыделения. В плазме с 1% содержанием Ar и без посторонних примесей можно достичь тепловой мощности 3–5 Вт·см⁻³. В оптимальных условиях разряда при наличии в Ar-He смеси 4 мТорр воды тепловыделение увеличивается приблизительно на 5 Вт·см⁻³.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, импульсно-периодический разряд в смеси Ar-He, метастабильные атомы.

Введение. Наносекундный импульсно-периодический разряд (НИПР) в смеси Ar-He атмосферного давления с длительностью импульсов τ от нескольких десятков до сотен наносекунд, с частотой f повторения импульсов порядка сотен килогерц является эффективным способом получения высокой ($\geq 10^{13}$ см⁻³) концентрации метастабильных атомов Ar($1s_5$) (далее для уровней Ar используются обозначения Пашена). Это представляет интерес для мощных лазеров на инертных газах с оптической накачкой (ЛОНИГ) [1, 2]. Ионизационно-перегревная неустойчивость является одной из причин, ограничивающих увеличение объема плазмы газового разряда. Непрерывный продольный разряд в цилиндрической трубке сохраняет устойчивость при частоте теплоотвода

¹ Самарский филиал ФИАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: marsel@fian.smr.ru.

² Самарский национальный исследовательский университет им. С. П. Королева, 443086 Россия, Самара, Московское ш., 34.

выше некоторого критического значения, оцениваемого величиной [3]:

$$\nu_c \approx 5 \times Q / (C_p \times T), \quad (1)$$

где Q ($\text{Вт}\cdot\text{см}^{-3}$) – удельная тепловая мощность разряда, C_p ($\text{Дж}\cdot\text{К}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$) – удельная теплоемкость плазмы, T – средняя температура разрядного объема. В плазме одноатомного газа с давлением 750 Торр и $T = 450$ К при $Q = 10$ $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-3}$ получим $\nu_c \approx 200$ с^{-1} . Для разрядов с переменным во времени полем, к которым относится НИПР, ν_c может быть значительно меньше [3, 4]. В случае поперечного разряда между плоскими электродами с конвективным охлаждением оценка критической частоты теплоотвода неочевидна [3].

Целью настоящей работы является определение зависимости удельной тепловой мощности НИПР в Ar-He смеси атмосферного давления от его параметров при условии достижения средней концентрации атомов $\text{Ar}(1s_5) 10^{13}$ см^{-3} , необходимой для эффективной работы ЛОНИГ.

Кинетическая модель НИПР. В табл. 1 приведен список реакций в Ar-He плазме при моделировании НИПР. В столбце 2 приведены константы скоростей прямых реакций. Возбужденные атомы аргона или гелия независимо от их квантового состояния обозначаются как Ar^* , He^* . Функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), константы скорости реакций 1–8 и подвижность электронов рассчитывались в пакете BOLZIG+ [6] как функции средней энергии электронов. Столкновения типа электрон-электрон и электрон-возбужденный атом в силу малой ионизации плазмы НИПР при расчете ФРЭЭ можно не учитывать [6]. Сечение для прямых реакций 2 и 6 считалось равным сумме сечений всех переходов в любое возбужденное состояние Ar^* или He^* . Плазма НИПР, для которого $f \times \tau \ll 1$, большую часть времени находится в состоянии распада. Можно сделать некоторые оценки о заселенности атомов Ar и He по уровням в течение большей части периода t_r , когда температура электронов близка к температуре атомов. Считаем, что излучение с резонансных уровней, начиная с $1s_2$, испытывает сильное пленение, и поэтому допускаем, что при столкновениях атомы Ar^* необратимо переходят с резонансных уровней на метастабильный уровень раньше, чем излучение выйдет из плазмы. Спонтанные переходы и столкновения переводят возбужденные атомы Ar^* за время менее 40 нс в s -состояния [6, 7]. Время переходов в столкновениях $1s_j + m \leftrightarrow 1s_5 + m$ ($m = \text{He}, \text{Ar}, e$) при атмосферном давлении и концентрации электронов $10^{12} - 10^{13}$ см^{-3} оценивается как ~ 500 нс. При оценке использовались значения констант скоростей для $m = \text{He}$ из [8] и сечения реакций для $m = e$ из [9].

Т а б л и ц а 1

Список реакций: T – температура газа (К),
 T_e (эВ) – температура электронов, ε (эВ) – средняя энергия электронов,
 ε_g (эВ) – тепловая энергия нейтральных атомов

N	Процесс	Константа скорости $\text{с}^1, \text{см}^3 \text{с}^1, \text{см}^6 \text{с}^1$	ε_i , эВ	Лит.
1	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar} + e$	BOLZIG+	$-2.72 \times 10^{-5}(\varepsilon - \varepsilon_g)$	[11]
2	$\text{Ar} + e \leftrightarrow \text{Ar}^* + e$	BOLZIG+	-11.5	[11]
3	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	BOLZIG+	-15.76	[11]
4	$\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	BOLZIG+	-4.26	[12]
5	$\text{He} + e \rightarrow \text{He} + e$	BOLZIG+	$-2.72 \times 10^{-4}(\varepsilon - \varepsilon_g)$	[11]
6	$\text{He} + e \leftrightarrow \text{He}^* + e$	BOLZIG+	-19.8	[11]
7	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	BOLZIG+	-24.58	[11]
8	$\text{He}^* + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	BOLZIG+	-4.78	[12]
9	$\text{He}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{He} + e$	$7.56 \times 10^{-11}(T/300)^{0.5}$	4.06	[13]
10	$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e$	$1.2 \times 10^{-9}(T/300)^{0.5}$	7.24	[14]
11	$\text{Ar}^+ + e + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	$8.75 \times 10^{-27}/(T_e)^{4.5}$	0	[3]
12	$\text{Ar}_2^+ + e \rightarrow \text{Ar}^* + \text{Ar}$	$9.8 \times 10^{-8}/(T_e)^{0.61}$		[15]
13	$\text{He}^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{He} + \text{Ar}^+$	$10^{-13}(T/300)^{0.5}$		[16]
14	$\text{He}_2^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{He} + \text{He}$	$2.2 \times 10^{-10}(T/300)^{0.5}$		[17]
15a	$\text{Ar}^* + \text{Ar} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{He}$	3.6×10^{-33}		[18]
15b	$\text{Ar}^* + \text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{Ar}$	$3.6 \times 10^{-31}/(T)^{0.6}$		[19]
16a	$\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{He}$	$1.13 \times 10^{-32}(300/T)^{0.4}$		[20]
16b	$\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$	$2.25 \times 10^{-31}(300/T)^{0.4}$		[21]
17a	$\text{He}^+ + \text{He} + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$8.3 \times 10^{-32}(300/T)^{0.5}$		[21]
17b	$\text{He}^+ + \text{He} + \text{Ar} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{Ar}$	$1.66 \times 10^{-31}(300/T)^{0.5}$		[20]
18	$\text{Ar}_2^* \rightarrow 2\text{Ar} + h\nu$	3.1×10^5	11.06	[22]
19	$\text{Ar}(1s_4) \rightarrow \text{Ar}(1S) + h\nu$	A_{19}	11.62	текст
20	$\text{Ar}(1s_4) + e \leftrightarrow \text{Ar}(1s_5) + e$	3.3×10^{-7}		[23]
21	$\text{Ar}(1s_4) + \text{He}(\text{Ar}) \leftrightarrow \text{Ar}(1s_5) + \text{He}(\text{Ar})$	6.4×10^{-14}		[8], [6]
22	$\text{Ar}^*(\text{Ar}_2^*) + \text{M} \rightarrow \text{продукты}$	F_{22}		текст
23	$\text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}(1S) + h\nu$	F_{23}	11.62	текст

Скорость обратных переходов $1s_5 \rightarrow 1s_2, 1s_3$ значительно меньше, так как энергетический зазор между состояниями $1s_5$ и $1s_3$ составляет более 2000 К. Для реакций 20, 21 в период послесвечения при 450 К константа равновесия $K_{\text{eq}} \approx 10$. Поэтому во время распада плазмы атомы Ar^* находятся преимущественно в состоянии $1s_5$ с небольшим содержанием атомов на уровне $1s_4$, что подтверждается экспериментально, например в [10]. Аналогично предполагается, что при распаде плазмы спонтанные переходы и

столкновения быстро переводят возбужденные атомы гелия в 3 метастабильные состояния, в основном на низший уровень 3S , и константа скорости Пеннинг-ионизации 9 для всех состояний одинакова. Переход с этих уровней на резонансный уровень 1P за счёт столкновений маловероятен, т.к. он расположен примерно на 3×10^3 К выше ближайшего метастабильного состояния.

Расчет констант скоростей реакций ионизации 4, 5 и обратных реакций 2, 6 проводился в предположении, что Ar^* состоит только из атомов $\text{Ar}(1s_5)$, а He^* только из атомов $\text{He}(^3S)$. Пренебрежение детальным поуровневым распределением атомов Ar^* , He^* в течение импульса разряда смягчается тем, что в условиях поставленной задачи доля возбужденных атомов в течение всего периода t_r составляет менее 5×10^{-6} . При таком содержании вклад обратных реакций 2, 5 и ступенчатой ионизации 4 и 8 в кинетику плазмы на фоне других процессов мал [4].

Частота гибели Ar^* (реакция 23) определяется совокупностью процессов 19–21. Эффективная вероятность процесса 19 оценивалась с учетом пленения излучения в бесконечном плоском слое Ar-He газа высотой d и ударного механизма уширения линии $1s_4 \rightarrow ^1S$ [24]:

$$A_{19} = 1.15 A_{s_4} \left(\frac{4\pi\beta}{A_{s_4}\lambda^2 X_{\text{Ar}}} \frac{g_l}{g_u} \frac{1}{d} \right)^{0.5}, \quad (2)$$

где $g_l/g_u = 1/3$ – отношение статистических весов состояний 1S и $1s_4$, $\lambda = 107$ нм – длина волны, $A_{s_4} = 1.2 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ – коэффициент Эйнштейна перехода $1s_4 \rightarrow ^1S$, $\beta \approx 10^9 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ – коэффициенты ударного уширения (FWHM) атомами Ar и He [25, 26], X_{Ar} – молярная доля Ar . Когда суммарная частота обмена $1s_5 \leftrightarrow 1s_4$ в реакциях 20 и 21 значительно выше частоты дезактивации Ar^* , допустимо квазистационарное приближение для концентраций:

$$N_{s_5} = N_{\text{Ar}^*} \frac{A_{19} + F_f}{A_{19} + F_f + F_r}; \quad N_{s_4} = N_{\text{Ar}^*} \frac{F_r}{A_{19} + F_f + F_r}, \quad (3)$$

где N_{s_4}, N_{s_5} – концентрации атомов аргона в состояниях $1s_4$ и $1s_5$, $F_f = k_{20}N_e + k_{21}N$, $F_r = K_{\text{eq}}^{-1}(k_{20}N_e + k_{21}N)$, где $K_{\text{eq}} = 1.67 \times \exp(0.0752/T_e) = 1.67 \times \exp(873/T)$ константа равновесия реакций 20, 21, $N = N_{\text{Ar}} + N_{\text{He}}$. Далее в тексте N_m обозначает концентрацию частиц m ($m = e, \text{Ar}, \text{Ar}^*, \text{Ar}^+, \text{Ar}_2^*, \text{Ar}_2^+, \text{He}, \text{He}^*, \text{He}^+, \text{He}_2^+, \text{He}_2^*$). Частота гибели Ar^* в реакции 23 в этом приближении равна:

$$F_{23} = \frac{A_{19}F_r}{A_{19} + F_f + F_r}. \quad (4)$$

Например, для $d = 0.3$ см, $N_e = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $N = 1.6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ получим значения частот $A_{19} = 1.4 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $F_f = 2.7 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $F_r = 2.3 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, $F_{23} = 7.5 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Реакция 22 описывает тушение Ar^* и Ar_2^* примесной частицей M с частотой $F_{22} = k_{22}^M n_M$, где n_M – концентрация M , k_{22}^M – константа скорости. Например, для $M = \text{H}_2\text{O}$ величина $F_{22} = 10^5 \text{ с}^{-1}$ ($k_{22}^{\text{H}_2\text{O}} = 7.8 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [27]) соответствует 4 мТорр воды. На фоне Пеннинг-ионизации 9 тушением He^* посторонними примесями можно пренебречь, когда их содержание много меньше содержания аргона.

Известно, что в Ar-He плазме происходит значительно больше реакций [20], чем приведено в табл. 1. Но многие реакции в силу малых значений их констант скоростей и низкой концентрации исходных компонент не играют заметной роли в условиях НИПР. Как показало наше моделирование НИПР, результаты расчетов с более полным списком реакций мало отличаются от рассчитанных по сокращенному списку.

В третьем столбце в табл. 1 приведено изменение энергии электрона в прямой реакции, а для процессов 18, 19 энергия излученного фотона. В реакции 11 $\varepsilon_{11} = 0$, т. к. в результате рекомбинации атом Ar^* находится вблизи предела ионизации [2].

Уравнения 0-D модели НИПР. Задача решалась для НИПР с треугольными импульсами электрического поля. Параметрами НИПР являются: τ – длительность импульсов по полувысоте, E_0 – амплитуда электрического поля, f – частота повторения импульсов, период $t_r = 1/f$. Решались уравнения для концентраций компонент и плотности энергии электронов N_ε :

$$\frac{dN_m}{dt} \sum_i C_{mi} r_i, \quad \frac{d(N_\varepsilon)}{dt} = w + \sum_i \varepsilon_i r_i, \quad (5)$$

где r_i – скорость i -ой реакции (суммирование по $i = 1 - 18, 22, 23$), C_{mi} – стехиометрический коэффициент, $w = q\mu N_e E^2$ – удельная мощность разряда, q – элементарный заряд, μ – подвижность электронов, E – напряженность электрического поля. На каждом шаге решения уравнений (5) рассчитывались средняя энергия электронов $\varepsilon = N_\varepsilon/N_e$, их температура $T_e = (2/3)\varepsilon$, значения констант скоростей и подвижности электронов. На периоде t_r рассчитывались средние значения $[\text{Ar}(1s_5)]$, W – средняя удельная мощность разряда, средняя удельная мощность спонтанного излучения I :

$$[\text{Ar}(1s_5)] = t_r^{-1} \int_0^{t_r} N_{s_5} dt; \quad W = t_r^{-1} \int_0^{t_r} w dt, \quad I = t_r^{-1} \int_0^{t_r} (r_{18}\varepsilon_{18} + r_{23}\varepsilon_{23}) dt. \quad (6)$$

Окончательно вычислялась средняя удельная тепловая мощность $Q = W - I$. Расчет средней тепловой мощности предполагает, что частота отвода тепла от плазмы много меньше частоты повторения импульсов.

Результаты расчетов. Расчеты проводились для условий, близких эксперименту [2]: межэлектродное расстояние $d = 0.3$ см, плотность плазмы $N = 1.61 \times 10^{19}$ см $^{-3}$, $X_{Ar} = 1\%$, $T = 450$ К. Установившееся периодическое решение уравнений (5) на отрезке времени $[0..t_r]$ находилось методом итераций. Начальными условиями для следующего шага служило решение на предыдущем шаге. Начальные условия первого шага: нейтральная среда, ионизация аргона 10^{-8} , доля каждого из остальных компонент 10^{-14} . Периодическое решение считалось найденным, если разница значений $[Ar(1s_5)]$ для двух последовательных шагов составляла менее 1%. Для каждой пары значений (τ, f) находилось значение E_0/N , при котором достигалась $[Ar(1s_5)] = (10^{13} \pm 5 \times 10^{11})$ см $^{-3}$.

Частота столкновений электронов с атомами превосходила 10^{11} с $^{-1}$ на всем периоде НИПР. В конце каждого периода концентрация электронов превышала 10^{11} см $^{-3}$, на всем периоде относительная ионизация и доля возбужденных атомов не превышали 3×10^{-6} , средняя ионизация плазмы составляла $\sim 2.5 \times 10^{12}$ см $^{-3}$. Максимальная температура электронов достигалась вблизи максимума E/N . Например, при $E_0/N = 11$ Тд она равнялась примерно 4 эВ для всех импульсов с $\tau = 10$ –60 нс. После импульса разряда она постепенно уменьшалась, но оставалась выше температуры газа, в основном из-за протекания реакции 10. Например, при $f = 200$ кГц и частоте $F_{22} = 0$ перед следующим импульсом $T_e = 0.05$ эВ.

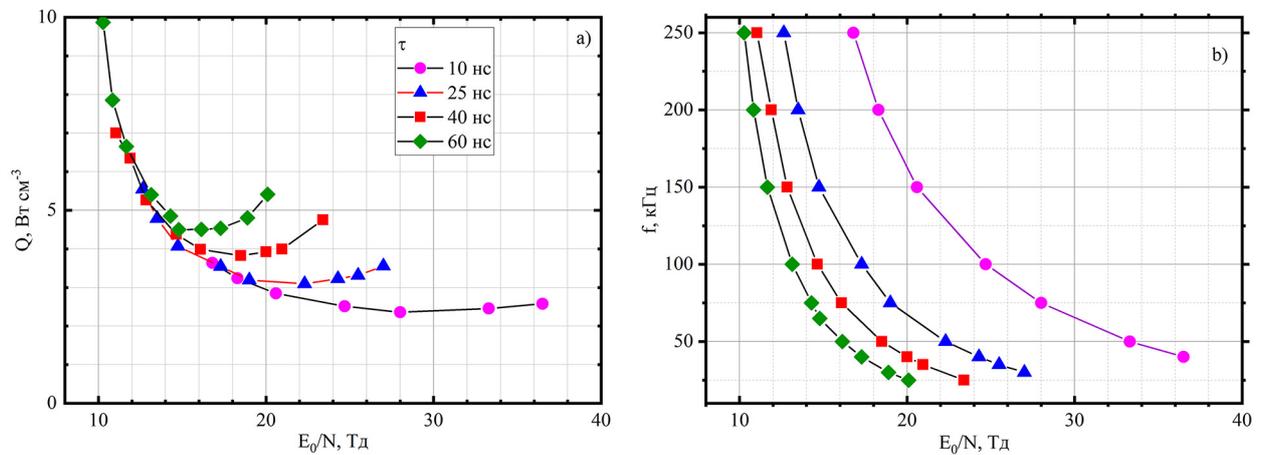


Рис. 1: Зависимость удельной тепловой мощности (а) и частоты повторения импульсов (б) от E_0/N при условии достижения $[Ar(1s_5)] = 10^{13}$ см $^{-3}$. Частота дезактивации $F_{22} = 0$.

На рис. 1 показана зависимость Q и f от $(\tau, E_0/N)$ при условии, что $[Ar(1s_5)] \approx 10^{13}$ см $^{-3}$. Как видно, для каждого значения τ существует оптимальная пара значений

$(f, E_0/N)$, при которых достигается минимум Q . Например, для $\tau = 60$ нс минимум $Q \approx 4.5$ Вт · см⁻³ достигается для пары значений (50 кГц, 16 Тд). Спонтанное излучение выводит значительную долю мощности разряда. Максимальное отношение $I/W \approx 45\%$ наблюдалось для $\tau = 10$ нс и $f = 40$ кГц, а минимальное отношение $I/W \approx 16\%$ при $\tau = 60$ нс и $f = 250$ кГц.

В пределе $f \times \tau \rightarrow 0.5$ расчет дает значения $Q \approx 300$ Вт·см⁻³ для $\tau = 10$ нс, $E_0/N \approx 7.5$ Тд и $Q \approx 130$ Вт · см⁻³ для $\tau = 60$ нс, $E_0/N \approx 6.5$ Тд. В непрерывном разряде расчет дает оценку $Q \approx 70$ кВт · см⁻³ при $E_0/N \approx 4$ Тд. Оценки сделаны при условии $[Ar(1s_5)] \approx 10^{13}$ см⁻³.

Рассмотрим разряд с $\tau = 40$ нс и $E_0/N = 18$ Тд между плоскими электродами размерами $d \times L$, между которыми зазор тоже размером d , причем $L \gg d$. Минимальное значение $Q = 4$ Вт · см⁻³ реализуется при $f = 50$ кГц. При чисто диффузионном отводе тепла на электроды и на боковые стенки (или окружающий газ) критерий (1) ($\nu_c \approx 80$ с⁻¹) выполняется вплоть до $d \approx 1.3$ см (без учета слабой зависимости (2) частоты A от d). Для этой оценки квадратное сечение $d \times d$ заменялось на круглое с радиусом $d/2$, для которого $\nu \approx 32\chi d^{-2}$ [2], где $\chi = 3.6$ см² с⁻¹ температуропроводность гелия при давлении 750 Торр и $T = 450$ К. Так как ионизационно-перегревная устойчивость НИПР начинается при большем энерговыделении по сравнению с непрерывным разрядом, допустимый масштаб d может быть несколько см, если учитывать только диффузионный теплоотвод.

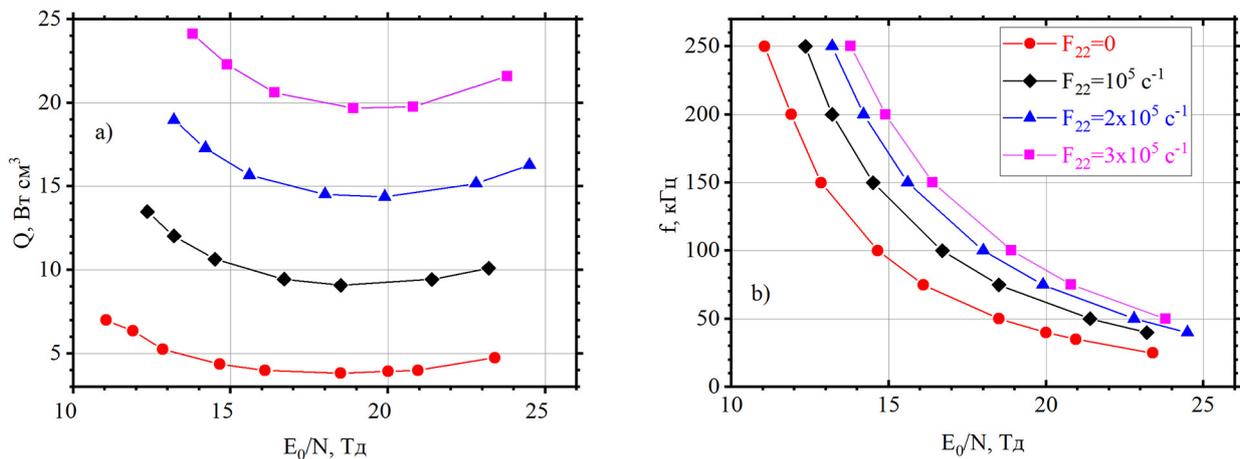


Рис. 2: Зависимость мощности тепловыделения (а) и необходимой частоты повторения импульсов (б) от E_0/N при условии достижения $[Ar(1s_5)] = 10^{13}$ см⁻³.

Для длительности импульса 40 нс зависимость Q и f от частоты F_{22} показана на рис. 2. При $f = 200$ кГц увеличение частоты F_{22} на каждые 10^5 с⁻¹ (например, при увеличении воды на 4 мТорр) требует увеличения E_0/N на 1–2 Тд, чтобы сохранить $[\text{Ar}(1s_5)] = 10^{13}$ см⁻³, что увеличивает тепловыделение на 5 Вт·см⁻³. По формуле (1) критическая частота теплоотода ν увеличивается на 100 с⁻¹. Рост тепловыделения Q с увеличением F_{22} остается примерно таким же и для других значений τ .

Существование оптимальной пары значений $(f, E_0/N)$ для заданного τ , при которых достигается минимум Q при условии достижения $[\text{Ar}(1s_5)] = 10^{13}$ см⁻³, связано с перераспределением мощности разряда между различными каналами потерь энергии электронов на всем периоде НИПР в зависимости от набора параметров разряда $(\tau, f, E_0/N)$.

Заключение и выводы. Создана упрощенная кинетическая модель Ar-He плазмы НИПР атмосферного давления. Показано, что для каждой длительности импульса существует частота повторения импульсов и амплитуда E/N , при которых достигается минимум тепловыделения при условии, что средняя концентрация атомов $\text{Ar}(1s_5)$ остаётся 10^{13} см⁻³. В оптимальных режимах можно поддерживать среднюю концентрацию атомов $[\text{Ar}(1s_5)] = 10^{13}$ см⁻³ при удельной мощности тепловыделения 3–5 Вт·см⁻³. Увеличение давления воды на 4 мТорр заставляет изменяться параметры разряда так, что это ведет к росту тепловыделения на 5 Вт·см³, чтобы сохранить $[\text{Ar}(1s_5)] = 10^{13}$ см⁻³. Полученные результаты актуальны для выбора параметров НИПР при масштабировании газоразрядного объема.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10013, <https://rscf.ru/project/23-22-10013/>.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. Demyanov, V. Kochetov, P. Mischev, J. Phys. D: Appl. Phys. **46**(37), 375202 (2013). DOI: doi:10.1088/0022-3727/46/37/375202.
- [2] P. A. Mikheyev, A. K. Chernyshov, M. I. Svistun, et al., Optics express **27**(26), 38759 (2019). DOI: 10.1364/OE.38327.
- [3] Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда* (М., Наука, 1987).
- [4] Е. Велихов, А. С. Ковалев, А. Т. Рахимов, *Физические явления в газоразрядной плазме* (М., Наука, 1987).
- [5] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, Plasma Sources Sci. Technol. **14**(4) 722 (2005). DOI: 10.1088/0963-0252/14/4/011.

- [6] R. S. F. Chang, D. W. Setser, *The Journal of Chemical Physics* **69**(9), 3885 (1978). <http://dx.doi.org/10.1063/1.437126>.
- [7] Р. А. Курамшин, А. П. Торбин, М. И. Свистун, и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **50** (6), 3 (2023).
- [8] В. А. Иванов, И. В. Макасюк, А. С. Приходько, *Оптика и спектроскопия* **72**(2), 290 (1992).
- [9] BSR database, www.lxcat.net, retrieved on February 18, 2020.
- [10] A. S. Kovalev, T. V. Rakhimova, A. T. Rakhimov, et al., *Physics of Plasmas* **28**(9), 093507 (2021). DOI: 10.1063/5.0060660.
- [11] SIGLO database, www.lxcat.net, retrieved on June 1, 2020.
- [12] “TRINITY database, www.lxcat.net, retrieved on November 3, 2022”.
- [13] B. L. Sands, S. K. Huang, J. W. Speltz, et al., *J. Appl. Phys.* **113**(15), 153303 (2013). DOI: 10.1063/1.4802444.
- [14] A. B. Blagoev, T. K. Popov, *Phys. Lett. A* **70**(5-6), 416 (1979). DOI: 10.1016/0375-9601(79)90350-5.
- [15] Y. J. Shiu, M. A. Biondi, *Phys. Rev. A* **17**(3), 868 (1978). DOI: 10.1103/PhysRevA.17.868.
- [16] R. Johnsen, M. T. Leu, M. A. Biondi, *Phys. Rev. A* **8**(4), 1808 (1973). DOI: 10.1103/PhysRevA.8.1808.
- [17] F. W. Lee, C. B. Collins, R. A. Waller, *J. Chem. Phys.* **65**(5), 1605 (1976). DOI: 10.1063/1.433304.
- [18] A. A. Ionin, I. V. Kholin, A. Y. L'dov, et al., *Laser Physics* **27**(12), 125803 (2017). DOI: 10.1088/1555-6611/aa92fa.
- [19] W. Wieme, J. Lenaerts, *J. Chem. Phys.* **74**(1), 483 (1981). DOI: 10.1063/1.440855.
- [20] J. D. Emmoms, D. E. Weeks, *J. Appl. Phys.* **121**(20), 203301 (2017). DOI: 10.1063/1.4983678.
- [21] J. D. C. Jones, D. G. Lister, D. P. Wareing, N. D. Twiddy, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13**(16), 3247 (1980). DOI: 10.1088/0022-3700/13/16/021.
- [22] M. N. Rolin, S. I. Shabunya, J. C. Rostaing, J. M. Perrin, *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**(3), 480 (2007). DOI: 10.1088/0963-0252/16/3/007.
- [23] S. G. Belostotskiy, T. Ouk, V. M. Donnelly, et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**(14), 145202 (2011). DOI: 10.1088/0022-3727/44/14/145202.
- [24] T. Holstein, *Phys. Rev.* **83**(6), 1159 (1951). DOI: 10.1103/PhysRev.83.1159.
- [25] G. H. Copley, D. M. Camm, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**(9), 899 (1974). DOI: 10.1016/0022-4073(74)90017-X.

- [26] A. A. Chernyshov, P. A. Mikheyev, N. I. Ufimtsev, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **222**, 84 (2019). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.10.010.
- [27] S. Novicki, J. Krenos, J. Chem. Phys. **89**(11), 7031 (1988).

Поступила в редакцию 11 июля 2023 г.

После доработки 23 октября 2023 г.

Принята к публикации 24 октября 2023 г.