

УДК 537.523

## СВЯЗЬ МЕЖДУ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ РАСШИРЯЮЩИХСЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ И ПОТЕНЦИАЛАМИ ИОНИЗАЦИИ ИХ АТОМОВ

У. Юсупалиев

*На основе опытных данных и обобщенных переменных для расширяющихся импульсных сильноточных разрядов в плотных газах установлены критерии достижения их предельных температур. Определена зависимость предельной температуры таких разрядов от первого и второго потенциалов ионизации атомов этих газов.*

Первые систематические исследования оптических характеристик искрового разряда в атмосфере различных газов проводились в работах [1, 2]. Было установлено, что максимальная мгновенная яркость на оси канала искрового разряда при увеличении мощности, вводимой в канал, увеличивается лишь до определенного предела. При дальнейшем увеличении мощности величина яркости остается практически неизменной. Однако измеренные величины температур плазмы разряда в работах [1, 2], как выяснилось впоследствии [3–9], оказались завышенными. В работе [3] проводилось исследование температуры и яркости канала искрового разряда в атмосфере аргона, криптона и ксенона. Показано, что величина напряжения на разрядном промежутке  $U$ , при которой достигается предельная яркостная температура разряда  $T_{\text{ЛИМ}}$ , зависит от рода газа и его давления. В условиях работы [3] для давления газа  $p_{\infty} = 2 \cdot 10^5$  Па предельная температура  $T_{\text{ЛИМ}}$  в ксеноне достигается при  $U \approx 5$  кВ, а в криптоне и аргоне – при  $U \approx 6.5$  и 10 кВ соответственно.

Экспериментальному исследованию предельных температур искрового разряда посвящены работы [4–6], в которых удалось наблюдать насыщение яркости излучения в спектральном диапазоне 230–900 нм только в тяжелых инертных газах. В легких газах

насыщение яркости имело место только в длинноволновой части спектра, что, оказалось, связано с малостью скорости нарастания разрядного тока  $F \sim (U_0/L)$ , где  $U_0$  – зарядное напряжение,  $L$  – индуктивность разрядного контура. Поэтому для повышения величины  $F$  до значения  $10^{12}$  А/с авторы работы [7] применили специальные малоиндуктивные конденсаторы, благодаря которым удалось достичь предельных температур импульсных разрядов в гелии, азоте, аргоне и воздухе. Более подробное экспериментальное исследование условий достижения предельной яркостной температуры импульсных сильноточных разрядов (ИСР) в He, Ne, Ar, Kr, Xe, N<sub>2</sub>, воздухе и в смесях газов проведено авторами работ [8, 9]. В них на основе существующих опытных данных и предположения, что толщина слоя, запирающего излучение, равна минимуму росселандова пробега излучения, достигаемого при температуре плазмы, близкой ко второму потенциалу ионизации атома  $I_2$ , установлена следующая простая связь между предельной температурой  $T_{\text{ЛМ}}$  и величиной  $I_2$  для газов He, Ne, Ar, Kr, Xe:

$$T_{\text{ЛМ}} \approx 1400I_2, \quad (1)$$

где  $I_2$  измеряется в эВ, а  $T_{\text{ЛМ}}$  – в К. Вопрос о выполнимости формулы (1) для смесей газов (например, воздуха) в работах [8, 9] не рассматривался.

В результате проведенных исследований были установлены следующие закономерности относительно предельных температур ИСР в плотном газе: для каждого газа существует своя предельная температура, которая достигается при достаточно мощном разряде (см. табл. 1); при достижении предельной температуры излучение разряда близко по спектру к излучению абсолютно черного тела; после достижения предельной температуры дальнейшее варьирование начальных параметров разрядного контура и газа не приводит к росту температуры плазмы разряда. Опытные данные для величины  $T_{\text{ЛМ}}$  взяты из работ [4, 6, 7, 9].

В настоящее время существующие теоретические модели для ИСР в плотном газе не позволяют определить предельные температуры плазмы таких разрядов [10–15]. Кроме того, до сих пор не определены условия достижения предельных температур таких разрядов. Поэтому целью данного сообщения является определение этих условий и величин предельных температур для ИСР в ряде плотных газов.

Т а б л и ц а 1

Газ	$T_{\text{ЛIM}}, \text{ }^\circ\text{K}$ (эВ)	$\Xi_{\text{ЛIM}}$	$I_1(I_{\text{IF}})$ эВ	$I_2$ эВ	$I_3$ эВ	$\frac{\theta_{\text{ЛIM}}}{I_2}$	$\frac{\theta_{\text{ЛIM}}}{I_1 + I_2}$	
								среднее
Xe	27000 – 29000	2.0	12.13	21.20	31.0	0.110	0.072	0.074
	(2.33 – 2.5) 30000						0.121	
Kr	32000 (2.76)	2.6	13.90	24.60	36.95	0.112	0.0071	0.073
	34000 (2.93)						0.119	
Ar	35000 (3.0)	4.0	15.76	27.60	40.91	0.109	0.070	0.072
	37000 (3.187)						0.115	
воздух	43000	5.6	16.0	32.36		0.114		0.076
	(3.7)			атом кислорода				
N <sub>2</sub>	41000 (3.53)		16.5	29.60	47.45	0.129		0.077
Ne	52000 (4.48)	6.5	21.56	40.96	63.46	0.109		0.072
He	67000 –	8.0	24.59	54.42		0.112	0.073	0.075
	71000 (5.77 – 6.12)						0.077	

*Экспериментальная установка.* Для определения условий достижения предельной температуры плазмы ИСР опыты проводились на установке, включающей в себя два разрядных контура с конденсаторными батареями. Основные характеристики этих контуров приведены в табл. 2. Для исследования ИСР в различных газах была изготовлена разрядная камера. Она представляла собой цилиндр (диаметром 400 мм и длиной 480 мм), выполненный из оргстекла, в боковую поверхность которого были вклеены четыре иллюминатора из кварца (диаметрами 80, 200, 180 и 60 мм). Этот цилиндр с торцевых сторон герметично закрывался фланцами, в центре которых крепились электроды. Разрядная камера имела систему откачки и напуска газа. Разряд в воздухе, He, Ne, Ar, Kr, и Xe при  $p_\infty = (0.5 - 1.3) \cdot 10^5$  Па инициировался с помощью электрического взрыва тонких металлических проволочек. Разряды в воздухе при атмосферном давлении для больших разрядных промежутков проводились без камеры. Методы измерения электрических, спектральных и других характеристик таких разрядов подробно изложены в [10].

Т а б л и ц а 2

Пара- метры разряд- ных контуров	Ем- кость батареи конденса- торов, мкФ	Рабо- чее напряжение, кВ	Максима- льная амплитуда разрядного тока, кА	Длитель- ность энерговклада в разряд, мкс	Энергия, вложенная в разряд, кДж	Давление рабочего газа в разрядной камере, 10 <sup>5</sup> Па
1-ый разряд- ный контур	$C_1 = 30$	$U_{01} = 5 - 25$	50 - 55	180 - 200	0.2 - 3.0	0.5 - 2.0
2-ой разряд- ный контур	$C_2 = 144,$ 288	$U_{02} = 8 - 40$	420 - 470	200 - 250	1.0 - 55.0	0.5 - 1.0

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Поскольку существующие теоретические модели для ИСР в плотном газе не позволяют определить предельные температуры плазмы таких разрядов и условия их достижения, то для решения поставленной задачи применим методы теории размерности. В работе [16] методами этой теории установлены следующие безразмерные обобщенные переменные для ИСР в газе:

$$\Xi = \frac{UFB}{I_0 A^2}; \quad \tau = \frac{t}{\sqrt{LC}}; \quad (2)$$

где

$$A = \pi p_\infty \left[ \frac{I_{IF}(D_j, \beta_j, I_i, \mu_i)}{\theta_\infty} - \left( \frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1} \right) - \left( \frac{2\gamma_\infty}{\gamma_\infty + 1} \right) \right];$$

$$B = \pi \rho_\infty \left[ \left( \frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_\infty + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right];$$

$l_0$  – длина разрядного промежутка;  $C$  – емкость конденсаторной батареи;  $\gamma_d$  – показатель адиабаты плазмы разрядного канала;  $\rho_\infty, \theta_\infty = kT_\infty$  и  $\gamma_\infty$  – плотность, температура и показатель адиабаты окружающего разряд газа ( $k$  – постоянная Больцмана);  $I_{IF}(D_i, \beta_i, I_j, \mu_j)$  – энергия, затраченная на диссоциацию и ионизацию одной частицы газа (эффективный потенциал ионизации газа),  $I_i$  и  $\mu_i$  – потенциал ионизации и процентное содержание  $i$ -го сорта атомов газа;  $D_j$  и  $\beta_j$  – потенциал диссоциации и процентное

содержание  $j$ -го сорта молекул газа. В работах [16, 17] для начальной стадии развития ИСР на основе опытных данных удалось определить конкретные виды функциональных связей между величинами  $R_d/R_0$ ,  $V_d/c_\alpha$  и указанными обобщенными переменными (2), не решая системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных ( $V_d$  – скорость расширения разрядного канала с радиусом  $R_d$ ,  $R_0$  – начальный радиус канала,  $c_\alpha$  – скорость звука невозмущенном газе). А в работе [18] получена зависимость  $\rho_d/\rho_\alpha = f(\Xi)$ , где  $\rho_d, \rho_\alpha$  – плотность плазмы разрядного канала и начальная плотность газа соответственно. При  $\Xi \gg 1$  определена минимальная (предельная) плотность плазмы канала. В этих работах также показано, что эти зависимости удовлетворительно согласуются с опытными данными, полученными рядом исследователей в разное время [10, 11, 19, 20].

Анализ баланса энергии разрядного канала ИСР показывает, что в него, помимо относительной температуры плазмы  $T_d/T_{in}$ , входят величины  $V_d/c_\alpha$  и  $\rho_d/\rho_\alpha$ , которые зависят от обобщенных переменных  $\Xi$  и  $\tau$  ( $T_{in}$  – начальная температура разряда). Поэтому величина  $T_d/T_{in}$  также должна зависеть от обобщенных переменных  $\Xi$  и  $\tau$ :  $T_d/T_{min} = \Psi(\Xi, \tau)$ .

*Зависимость максимальной температуры плазмы разрядного канала от обобщенных переменных  $\Xi$  и  $\tau$ .* Опыт показывает, что максимальная температура плазмы канала  $T_{max}$  достигается примерно к моменту времени  $t \approx \sqrt{LC}$ , и поэтому при  $\tau \approx 1$   $T_{max}/T_{in} = \Psi(\Xi, \tau) = \Psi(\Xi, 1)$ . При этом, как показывают измерения температуры плазмы разрядного канала [9, 10], в нем распределена она практически равномерно. Следовательно, величина  $T_{max}$  является интегральной характеристикой всего разрядного канала. На рис. 1 приведена зависимость  $T_{max}/T_{in} = \Psi(\Xi, 1)$  в ксеноне, воздухе. Дополнительные опытные данные для зависимости  $\Psi(\Xi, 1)$  взяты из работ [4–7, 9, 10, 11, 21]. Из данных рис. 1 можно заметить следующую общую закономерность для  $\Psi(\Xi, 1)$ : при малых значениях переменной  $\Xi$  скорость роста функции  $\Psi(\Xi, 1)$  выше, чем при больших значениях  $\Xi$  (при осуществлении достаточного мощного разряда).

Экспериментальные точки для функций  $\Psi(\Xi, 1)$ , взятые из выполненных в разное время работ [3–5, 10, 11], группируются около общей средней кривой. Тот факт, что дискретный набор экспериментальных данных (точек) допускает аппроксимацию непрерывной кривой, свидетельствует о существовании определенных функциональных зависимостей между  $T_{max}/T_{in}$  и переменной  $\Xi$ . Теперь задача состоит в определении конкретного вида функции  $\Psi(\Xi, 1)$ .

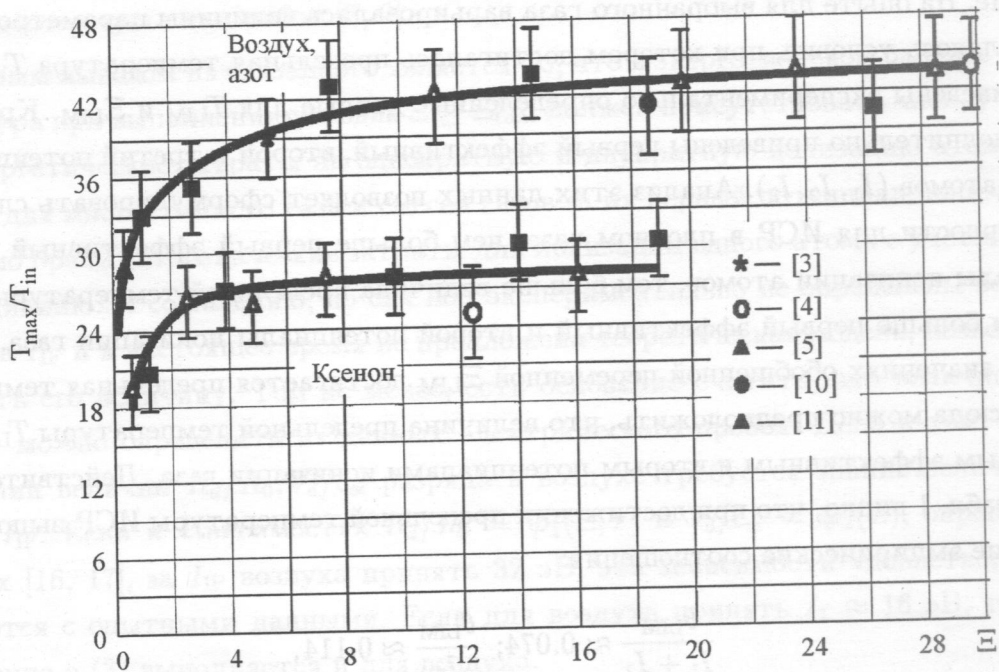


Рис. 1. Зависимость максимальной температуры плазмы канала от безразмерной переменной  $\Xi$ .

Заметим, что во время разряда в плотном газе температура плазмы  $T_d$  в канале не может превышать  $T_{\max}$ : на начальной стадии развития разряда  $T_d$  начинает повышаться от  $T_{\text{in}}$  и при  $\tau \approx 1$  достигает максимальной величины  $T_{\max}$ , а затем при  $\tau > 1$  величина  $T_d$  снижается. Таким образом, величина обобщенной переменной  $\Xi$  определяет максимальное значение температура плазмы  $T_{\max}$ . Это означает, что величина  $T_{\max}$  в конечном счете определяется начальными параметрами разрядного контура и газа.

Из рис. 1 видно, что для разряда в ксеноне (воздухе) при  $\Xi \geq 2$  ( $\Xi \geq 5.6$ ) с увеличением величины переменной  $\Xi$  температура  $T_{\max}$  в пределах ошибки измерения практически перестает расти, т.е. для ксенона (воздуха) при выполнении условия  $\Xi \geq 2$  ( $\Xi \geq 5.6$ ) температура разряда как бы насыщается независимо от варьирования его параметров ( $U, F, l_0, p_\alpha, \rho_\alpha$ ). Это явление известно как эффект насыщения яркости ИСР в плотном газе. Поэтому температуру  $T_{\max}$  ИСР в газах при выполнении условия  $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛМ}}$  следует называть предельной  $T_{\text{ЛМ}}$ . Следовательно, для воздуха  $\Xi_{\text{ЛМ}} \approx 5.6$ , для ксенона  $\Xi_{\text{ЛМ}} \approx 2$ .

Проведенный опыт показал, что такие же закономерности наблюдаются и для Кг,

Ar, Ne, He. На опыте для выбранного газа варьировались величины параметров  $U, I_0, p_\alpha$  и определялось условие, при котором достигалась предельная температура  $T_{\text{ЛМ}}$ . В табл. 1 приведены экспериментально определенные данные для  $T_{\text{ЛМ}}$  и  $\Xi_{\text{ЛМ}}$ . Кроме того, в ней дополнительно приведены первый эффективный, второй и третий потенциалы ионизации атомов ( $I_1, I_2, I_3$ ). Анализ этих данных позволяет сформулировать следующие закономерности для ИСР в плотном газе: чем больше первый эффективный и второй потенциалы ионизации атомов, тем больше величина предельной температуры плазмы  $T_{\text{ЛМ}}$ ; чем больше первый эффективный и второй потенциалы ионизации газа, тем при больших значениях обобщенной переменной  $\Xi_{\text{ЛМ}}$  достигается предельная температура ИСР. Отсюда можно предположить, что величина предельной температуры  $T_{\text{ЛМ}}$  связана с первым эффективным и вторым потенциалами ионизации газа. Действительно, из данных табл. 1 видно, что при достижении предельной температуры ИСР выполняются следующие эмпирические соотношения:

$$\frac{\theta_{\text{ЛМ}}}{I_1 + I_2} \approx 0.074; \quad \frac{\theta_{\text{ЛМ}}}{I_2} \approx 0.114, \quad (3)$$

где  $\theta_{\text{ЛМ}} = kT_{\text{ЛМ}}$ . Здесь за первый эффективный потенциал ионизации воздуха (молекулярного азота)  $I_1$  принято значение  $\sim 16$  эВ, которое следует из опытных данных по исследованию электрического пробоя газов [22, 23].

Здесь выбор потенциалов ионизации атомов обусловлен следующими причинами. Первая причина состоит в опытном факте существования в разрядном канале двукратно ионизованных атомов. Действительно, в работе [24] на основе измеренной температуры (40000 К) и концентрации частиц ( $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в канале искрового разряда в воздухе при атмосферном давлении рассчитан ионизационный состав плазмы разряда. При такой температуре основное число атомов азота в разрядном канале оказывается двукратно ионизованным  $N^{++}$  (93%), а одно- и трехкратно ионизованные атомы составляют несколько процентов. По сути, в условиях этой работы практически достигнута предельная температура для искрового разряда. Поэтому, исходя из этого факта и соотношений (3), можно предположить, что при достижении предельной температуры ИСР в других газах будет иметь такой же ионизационный состав. В связи с этим был проведен расчет равновесного ионизационного состава для других газов при известной плотности и температуре  $T_{\text{ЛМ}}$  газа в разрядном канале. Такой расчет подтверждает выводы работы [24] для газов, приведенных в табл. 1. Исследование спектра излучения ИСР в газах показывает, что при достижении предельной температуры  $T_{\text{ЛМ}}$  в его спектре присутствуют спектральные линии двукратно ионизованных атомов, что

подтверждает результаты работ [7, 9].

Основным выводом из сказанного является то, что в энергетическом балансе разрядного контура при выполнении условия  $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛИМ}}$  должен присутствовать член, учитывающий энергетические затраты на однократную и двукратную ионизацию атомов газа. При этом для многоатомного газа и смесей газов за их первый потенциал ионизации  $I_{\text{IF}}$  необходимо брать энергетические затраты для ионизации одного атома с учетом затрат на диссоциацию. К сожалению, до сих пор экспериментально не определены величины параметра  $I_{\text{IF}}$  и в настоящее время не предложена теоретическая модель, позволяющая рассчитать его величину. Тем не менее, есть основание считать, что величину параметра  $I_{\text{IF}}$  можно определить из данных электрического пробоя. Дело в том, что при определении величин  $R_d/R_0, V_d/c_\alpha$  разряда в воздухе требуется знание величины параметра  $I_{\text{IF}}$ . Если в зависимостях  $R_d/R_0 = \varphi_1(\Xi, \tau)$  и  $V_d/c_\alpha = \varphi_2(\Xi)$ , определенных в работах [16, 17], за  $I_{\text{IF}}$  воздуха принять 32 эВ, эти зависимости удовлетворительно согласуются с опытными данными. Если для воздуха принять  $I_1 \approx 16$  эВ, то первое соотношение в (3) выполняется и для воздуха.

Вторая причина заключается в следующем. Температура плазмы  $T_d$  определяется удельной теплоемкостью плазмы, которая зависит от степени диссоциации и ионизации. В свою очередь, они являются функциями плотности плазмы, потенциалов диссоциации и ионизации частиц газа. В конечном счете, при достижении предельной температуры она определяется потенциалами ионизации атомов газа, предельной плотностью  $\rho_{\text{ЛИМ}}$  и скоростью расширения канала  $V_d$ . Согласно данным работы [16], при  $\Xi \gg 1$  величина  $V_d$  растет слабо. Отсюда следует, что при  $\Xi > \Xi_{\text{ЛИМ}}$  с ростом значения переменной  $\Xi$  величины  $V_d, \rho_d, T_d$  практически достигают своих предельных значений. Следовательно, можно предположить, что при приведении уравнения энергетического баланса разрядного контура к безразмерному виду (все члены делятся на  $I_1 + I_2$ ) в случае  $\Xi > \Xi_{\text{ЛИМ}}$  отношение  $\frac{\theta_{\text{ЛИМ}}}{I_1 + I_2}$  должно остаться практически постоянным, что и наблюдается на опыте (см. табл. 1). Следует отметить, при достижении разрядом предельной температуры в энергетическом балансе член, связанный с затратами на ионизацию газа, должен содержать выражение  $(I_1 + I_2)$ , а не параметр  $I_2$ : сначала происходит однократная, а затем – двукратная ионизация; общие затраты на двукратную ионизацию одного атома равны  $(I_1 + I_2)$ .

На основе вышеизложенных данных можно утверждать, что при выполнении условия  $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛИМ}}$  также должно достигаться минимальное удельное сопротивление разряда, так как достигается максимальная проводимость вследствие достижения температуры



$T_{\text{ЛМ}}$  плазмы разряда. Это означает снижение эффективности омического нагрева разряда. Это – с одной стороны. С другой стороны, рост температуры плазмы таких разрядов с увеличением мощности энерговыклада в разряд ограничивается также потерями на излучение. Анализ опытных данных показывает, что при  $\Xi \geq 0.15$  плазма таких разрядов становится оптически толстой, а их излучение – черным. Энергия излучения разряда для данной температуры максимальна, а потери на излучение ИСР пропорциональны четвертой степени температуры  $T_{\text{ЛМ}}$ , т.е. сильно растут, препятствуя росту температуры плазмы. Имеется еще одно обстоятельство, ограничивающее рост температуры таких разрядов при выполнении условия  $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛМ}}$ . Для ионизации двукратно ионизованного атома требуется энергия  $\sim (I_1 + I_2)$ , т.е. для трехкратной ионизации одного атома требуется энергия  $(I_1 + I_2 + I_3) \approx 2 \cdot (I_1 + I_2)$ , так как  $I_3 \approx I_1 + I_2$ . Другими словами, при трехкратной ионизации атома у разряда отнимается большое количество энергии, и тем самым ограничивается рост его температуры.

Теперь становится понятным, почему для ИСР в плотном газе температура плазмы не превышает определенного предельного значения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] G. Glaser, *Optik*, **7**, 33 (1950).
- [2] G. Glaser, *Naturforsch*, **6a**, 706 (1951).
- [3] К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, Ф. А. Черная, *Изв. АН СССР, сер. физическая*, **19**, 61 (1955).
- [4] М. П. Ванюков, А. А. Мак, *ДАН СССР* **123**(6), 1022 (1958).
- [5] Ф. А. Черная, *Оптика и спектроскопия* **4**(6), 725 (1958).
- [6] М. П. Ванюков, А. А. Мак, *УФН* **66**(6), 301 (1958).
- [7] М. П. Ванюков, А. А. Мак, А. И. Садыков, *ДАН СССР* **135**(3), 557 (1960).
- [8] В. П. Кирсанов, *Предельные характеристики газоразрядных импульсных источников света. Док. Диссер. М., (ФИАН СССР, 1970).*
- [9] *Импульсные источники света. Под ред. И. С. Маршака, М., Энергия, 1978.*
- [10] А. Ф. Александров, А. А. Рухалзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света. (Атомиздат, М., 1976).*
- [11] Б. Л. Борович, В. Б. Розанов, В. С. Зуев и др., *Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. М., ВИНТИ, Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника, 15, 296 (1987).*

- [12] А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов, Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости. В кн.: "Радиационная плазмодинамика", т. 1, (М., Энергоатомиздат, 1991), с. 10.
- [13] С. И. Брагинский, ЖЭТФ **34**, 1548 (1958).
- [14] Ю. К. Бобров, В. В. Вихрев, И. И. Федотов, Физика плазмы, **14**(10), 1222 (1988).
- [15] С. Н. Колгаткин, ЖТФ **65**(7), 10 (1995).
- [16] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 42 (2005).
- [17] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 45 (2005).
- [18] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 3 (2007).
- [19] Н. М. Гегечкори, ЖЭТФ **21**, 493 (1951).
- [20] К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, ЖЭТФ **21**, 510 (1951).
- [21] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, Ю. П. Попов, и др., ЖЭТФ **61**, 1841 (1971).
- [22] Е. А. Князьев, Низкотемпературная плазма и газовый разряд (НГУ, Новосибирск, 2002).
- [23] Ю. П. Райзер, Физика газового разряда. (Наука, М., 1987).
- [24] С. Л. Мандельштам, Н. К. Суходрев, ЖЭТФ **24**(6), 701 (1953).

Поступила в редакцию 16 июня 2007 г.