

04;07

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В СМЕСИ Hg–Ar В УЗКИХ ТРУБКАХ ПРИ ПОВЫШЕННОМ ДАВЛЕНИИ АРГОНА

© Н.Л.Башлов, Лэ ВанХьеу, В.М.Миленин,
Г.Ю.Панасюк, Н.А.Тимофеев

Санкт-Петербургский государственный университет,
Научно-исследовательский институт физики,
198904 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 1 декабря 1994 г.)

Исследуются электрокинетические характеристики (концентрация, средняя энергия электронов, напряженность электрического поля) плазмы разряда в смеси паров ртути с аргоном при повышенном давлении аргона. Характеристики плазмы определялись экспериментально, а также рассчитывались с помощью теоретической модели положительного столба Hg–Ar разряда и с использованием методики, основанной на законах подобия. Наблюдается хорошее согласие между результатами расчета и экспериментальными данными.

Современные тенденции развития многих разрядных устройств, в частности источников света, связаны с их миниатюризацией. Это объясняется тем, что уменьшение радиуса разрядной трубки (при неизменном давлении газа) увеличивает гибель заряженных частиц на стенках трубки и, следовательно, напряженность электрического поля. Последнее в свою очередь приводит к росту средней энергии электронов и изменяет их энергетическое распределение таким образом, что растет доля электронов, способных возбуждать и ионизовать атомы газа. Другими словами, уменьшение радиуса разрядной трубки позволяет увеличить световую отдачу плазмы. При этом для уменьшения стеночных потерь энергии и возбужденных и заряженных частиц, как правило, увеличивают давление газа. Целью данной работы является исследование электрокинетических характеристик плазмы (концентрация, средняя энергия электронов, напряженность электрического поля) разрядов в смесях Hg–Ar в узких трубках при повышенном давлении инертного газа.

Характеристики плазмы определялись экспериментально, с помощью законов подобия [1], а также рассчитывались с помощью модели положительного столба, построенной в работе [2].

Экспериментальное исследование электрокинетических характеристик плазмы разрядов, используемых в компактных источниках света

(узкие трубки, повышенное давление инертного газа), до последнего времени было весьма проблематичным. Дело в том, что в этих условиях, как правило, не работает теория зонда Ленгмюра [3], поэтому использование зондового метода диагностики плазмы в его классическом варианте некорректно. В работах [4-8] развита методика определения функции распределения электронов по энергиям на основе измерения зондового тока и его производных по потенциалу зонда с последующим восстановлением функции распределения при решении интегрального уравнения. Эта методика позволяет продвинуться в область разрядных условий, в которых теория зонда Ленгмюра уже не работает. В работе [9] было показано, что использование этой методики в случае разрядов в смеси паров ртути с аргоном дает хороший результат. В данной работе также использованы результаты, полученные с помощью этой методики.

Расчет характеристик плазмы проводился с помощью физической модели, построенной в работе [2] для положительного столба разряда в смеси паров ртути с инертными газами при условиях, близких к условиям работы классических люминесцентных ламп: давление инертных газов $1 \leq p \leq 5$ Тор, концентрация атомов ртути $10^{14} \leq N_0 \leq 10^{15}$ см⁻³, радиусов трубки $1 \leq R \leq 2$ см, разрядный ток $0.1 \leq i \leq 0.5$ А. При этом основными физическими предположениями были следующие: 1) возбуждаются и ионизируются только атомы ртути; инертный газ является буферным и определяет только процессы диффузии и дрейфа заряженных и нейтральных частиц в плазме; 2) заряженные частицы рождаются в результате ступенчатой ионизации атомов ртути (главным образом с уровня 6³P₂ в силу его большей заселенности по сравнению с другими возбужденными уровнями) и гибнут в результате амбиполярной диффузии на стенке разрядной трубки; 3) электроны приобретают энергию в электрическом поле и теряют ее при неупругих столкновениях с атомами ртути и на стенках разрядной трубки, упругие столкновения с атомами инертного газа не оказывают заметного воздействия на баланс энергии электронов; 4) метастабильные атомы ртути в состоянии 6³P₂ гибнут в объеме плазмы при столкновениях с электронами; при этом главным процессом разрушения является перемешивание с резонансным уровнем 6³P₁.

Условия работы, характерные для компактных ламп, отличаются от "классических" тем, что давление аргона составляет ~ 15-20 Тор, при этом концентрация атомов ртути ~ 5 · 10¹⁴ см⁻³. Соответственно физическая модель, описывающая плазму компактных ламп, должна быть расширена за счет ряда дополнительных процессов. При увеличении давления и паров ртути в процессе образования свободных электронов необходимо учитывать столкновения возбужденных атомов ртути между собой [10]. Увеличение давления паров ртути приводит также к необходимости учета упругих столкновений электронов с атомами ртути при расчете подвижности электронов. Согласно данным работы [11], при $p = 3$ Тор учитывать этот эффект необходимо при давлениях ртути, превышающих давление насыщенных паров, соответствующих температуре 60 °С. Однако в компактных люминесцентных лампах давление аргона заметно превышает 3 Тор, что позволяет не учитывать влияния ртути на подвижность электронов до значительно больших температур. Например, при $p = 12$ Тор верхняя

граница температуры T_{Hg} , при которой можно еще не учитывать вклад столкновений с атомами ртути на подвижность электронов, составляет $T_{\text{Hg}} = 80^\circ\text{C}$. Увеличение давления аргона по сравнению с давлениями, характерными для классических люминесцентных ламп, может привести к необходимости учета потерь энергии электронами при упругих столкновениях с атомами инертного газа. Однако, как показывают сделанные нами оценки, при концентрации атомов ртути $N_0 \geq 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($T_{\text{Hg}} \geq 40^\circ\text{C}$) этот процесс не оказывает заметного влияния на баланс энергии электронов в области давлений аргона $P_{\text{Ar}} \leq 30 \text{ Тор}$.

Анализ процессов, определяющих характеристики положительного столба разряда в рассматриваемых условиях, показывает, что должны выполняться особые законы подобия [2], отличающиеся от классических [12]. Это позволяет применить еще один способ определения характеристик плазмы, основанный на законах подобия, как было предложено в [1].

Согласно законам подобия [2], внутренние характеристики плазмы таких разрядов однозначно определяются следующими комбинациями параметров:

$$z_1 = N_0 p R^2, \quad z_2 = i R p^2, \quad \tau = N_0 t, \quad \rho = r/R. \quad (1)$$

Здесь N_0 — концентрация атомов металла, p — давление инертного газа, i — разрядный ток, R — радиус разрядной трубки, t — время, r — текущий радиус. Нетрудно видеть, что число независимых внешних параметров на 2 меньше полного числа внешних параметров разряда.

Остановимся несколько подробнее на методике применения законов подобия. Допустим, что для разряда постоянного тока в смеси паров ртути с инертным газом определена зависимость средней энергии электронов на оси разряда от концентрации атомов ртути и разрядного тока

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}(N_0, i). \quad (2)$$

В соответствии с законами подобия [2] средняя энергия электронов должна быть функцией инвариантных параметров z_1 и z_2 . Так как изменения N_0 и i однозначно связаны с изменениями только z_1 и z_2 соответственно, то в соотношениях типа (2) можно N_0 и i заменить на z_1 и z_2 и, таким образом, получить зависимость от ρ

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}(N_0, i) = \bar{\epsilon}(z_1, z_2) = \bar{\epsilon}(N_0 p R^2, i R p^2). \quad (3)$$

Если известны зависимости от других внешних параметров, то выбор новых независимых переменных, которые, очевидно, будут комбинациями z_1 и z_2 , следует делать так, чтобы они были однозначно связаны с теми параметрами, относительно которых получены эти зависимости.

Аналогичные рассуждения могут быть проведены для любой инвариантной характеристики положительного столба. Такими характеристиками являются n_e/N_0 , $\bar{\epsilon}$, $E \cdot R$, N_m/N_0 , $f_0(v)/N_0$, $I_{ki}/(N_0^2 \cdot R^2)$ [2]. Здесь n_e — концентрация электронов, N_m — концентрация метастабильных атомов ртути, $f_0(v)$ — изотропная часть функции распределения электронов по энергиям, I_{ki} — интенсивности нерезонансных линий атома ртути. Несколько сложнее обстоит дело со световой

Таблица 1. Температура электронов kT_e в зависимости от температуры T_{Hg} паров ртути

T_{Hg}, C	$kT_e^{\text{расч}}, \text{эВ}$	$kT_e^{\text{эксп}}, \text{эВ}$
32	1.24	1.23
40	1.20	1.14
50	1.12	1.12
60	1.05	1.08
66	1.00	1.02

отдачей (или КПД резонансного излучения) положительного столба, которая в случае интересующего нас разряда, используемого в люминесцентных лампах, определяется резонансным излучением ртути. Как было показано в [13], в отсутствие тушения резонансных состояний атомов ртути КПД излучения является инвариантной величиной. В наших условиях тушением пренебречь нельзя, однако оно невелико и при максимальных давлениях ртути не превышает 20–30%.

Описанная выше методика применения законов подобия для диагностики плазмы применялась в ряде работ [1,13]. Было показано, во-первых, возможность такой диагностики, во-вторых, достаточно высокая точность, позволяющая надежно определять электрокинетические и оптические характеристики положительного столба как стационарного, так и импульсно-периодического разряда.

В данной работе законы подобия были использованы для расчета характеристик плазмы Hg-Ar разряда в узких трубках. При этом, используя данные, полученные в трубках относительно большого радиуса ($R \geq 1$ см) и стандартного давления инертных газов ($p \sim 1-3$ Тор), с помощью законов подобия можно продвинуться в область малых радиусов и повышенных давлений аргона.

В данной работе электрокинетические характеристики плазмы измерялись следующим образом. Для определения продольного электрического поля использовались два молибденовых зонда радиусом 0.045 мм и длиной 3 мм, расположенных на расстоянии 40 мм друг от друга на оси разряда. Напряженность электрического поля E определялась по разности потенциалов зондов. Температура электронов определялась по функции распределения электронов по энергиям, которая измерялась с помощью экспериментальной установки, описанной в [2], с помощью методики [9]. При этом внешние параметры разряда варьировались в следующем диапазоне: радиус разрядной трубки 0.4–0.5 см, давление аргона 5–20 Тор, давление паров ртути $p_{\text{Hg}} \sim 2-50 \cdot 10^{-3}$ Тор.

В табл. 1 приведены результаты измерения температуры электронов kT_e (k — постоянная Больцмана) при $R = 0.4$ см, $p = 15$ Тор, $i = 0.25$ А и при варьировании температуры насыщенных паров ртути. Здесь же даны результаты расчета, проведенного с помощью модели [2] с учетом дополнительных процессов, о которых шла речь выше. Наблюдается хорошее согласие, что говорит о возможности использования модели [2] для расчета характеристик плазмы разряда в смеси паров ртути с аргоном в узких трубках при повышенном значении давления аргона.

Таблица 2. Напряженность продольного электрического поля E в зависимости от температуры T_{Hg} паров ртути

T_{Hg}, C	$E_{\text{расч}}, \text{В/см}$	$E_{\text{экср}}, \text{В/см}$
22	—	2.3
32	2.91	2.5
40	2.84	2.5
50	2.80	3.0
60	2.89	2.7
66	3.0	—

В табл. 2 приведены результаты измерения и данные расчета напряженности продольного электрического поля при варьировании давления паров ртути (температуры T_{Hg}) при $p_{\text{Ar}} = 15 \text{ Тор}$, $i = 0.18 \text{ А}$, $R = 0.4 \text{ см}$. Как видно, наблюдается удовлетворительное согласие между данными расчета и экспериментом. Следует заметить, что измерения напряженности электрического поля в положительном столбе разряда в смеси Hg-Ag сопряжены с достаточно сильными колебаниями потенциала пространства [2], поэтому ошибка определения E может достигать величины $\sim 10\%$.

На рис. 1–3 приведены результаты измерения напряженности электрического поля в зависимости от давления аргона, величины разрядного тока и температуры ртути. Зависимость от силы тока очевидна: E падает с увеличением i . При увеличении давления инертного газа p напряженность имеет минимум при $p \sim 7\text{--}8 \text{ Тор}$ и затем монотонно растет. Возникновение минимума связано с конкуренцией двух процессов: с ростом давления аргона, с одной стороны, замедляется гибель заряженных частиц на стенках разрядной трубки, а с другой стороны, уменьшается подвижность электронов. Первый процесс стремится уменьшить среднюю энергию электронов и напряженность продольного электрического поля, а второй — увеличить напряженность поля. Зависимость от T_{Hg} также монотонна и имеет максимум при сравнительно низких температурах T_{Hg} , а затем уменьшается с ростом T_{Hg} .

На рис. 4 представлены экспериментальная [14] и рассчитанная с помощью законов подобия зависимости концентрации n_e и средней энергии $\bar{\epsilon}$ электронов от давления инертного газа, на рис. 5 — зависимости тех же характеристик от температуры стенок разрядной трубки. Наблюдается хорошее согласие, что подтверждает как справедливость законов подобия [2] для интересующих нас разрядов, так и возможности описанной выше методики. На рис. 6 представлены измеренная в [15] и рассчитанная с помощью законов подобия напряженность продольного электрического поля E как функция радиуса трубки R . На этом же рисунке приведены результаты нашего расчета концентрации электронов n_e и их температуры $kT_e = (2/3) \cdot \bar{\epsilon}$ для трубок различного радиуса. Последние зависимости не измерялись в [15].

На рис. 7 и 8 представлены результаты расчета зависимостей n_e и kT_e от R , i и p . Эти данные весьма интересны с точки зрения выбора оптимальных условий работы люминесцентных источников света. При переходе к узким трубкам условия разряда, обеспечивающие

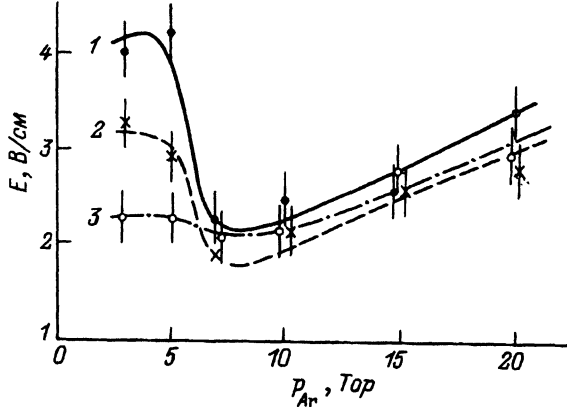


Рис. 1. Напряженность продольного электрического поля в положительном столбе Hg-Ar разряда в зависимости от давления аргона.
 $i = 180$ мА, $R = 0.4$ см; 1 — $T_{\text{Hg}} = 32$, 2 — 40, 3 — 60 °С.

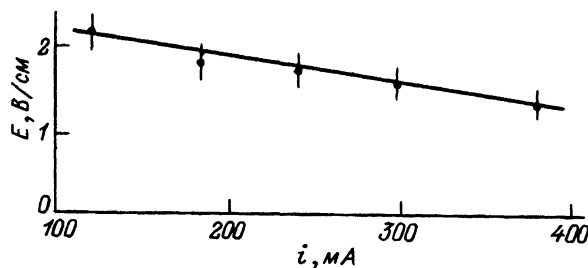


Рис. 2. Напряженность электрического поля E в зависимости от разрядного тока ($T_{\text{Hg}} = 60$ °С, $p_{\text{Ar}} = 10$ Тор, $R = 0.4$ см).

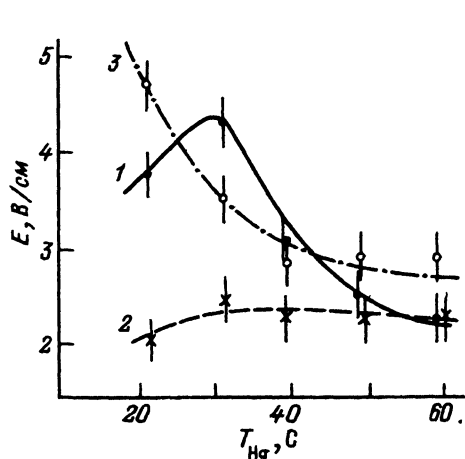


Рис. 3. Зависимость напряженности электрического поля E от температуры насыщенных паров ртути T_{Hg} .
 $R = 0.4$ см, $i = 180$ мА; 1 — $p_{\text{Ar}} = 5$, 2 — 10, 3 — 15 Тор.

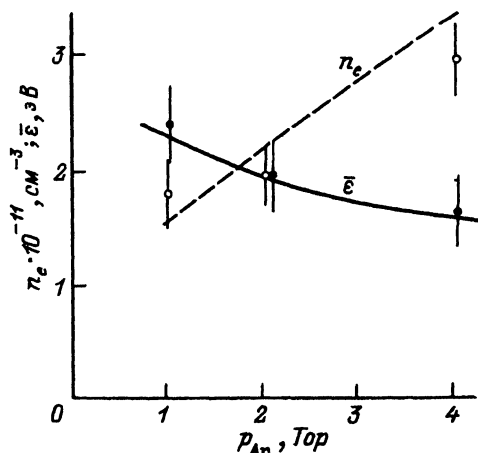


Рис. 4. Сравнение результатов измерения [14] и расчета с помощью законов подобия [2] концентрации n_e и средней энергии $\bar{\epsilon}$ электронов в зависимости от давления аргона p_{Ar} ($R = 1.0$ см, $i = 250$ мА, $N_0 = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³).

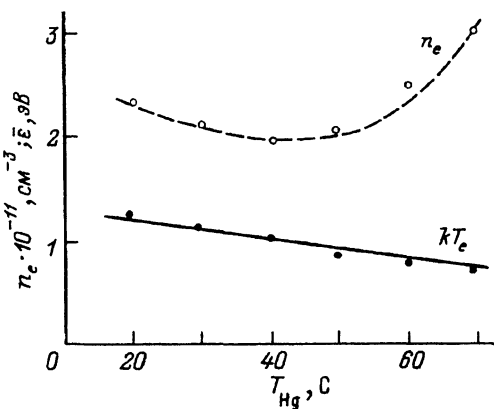


Рис. 5. Концентрация n_e и средняя энергия электронов $\bar{\epsilon}$ в зависимости от температуры паров ртути T_{Hg} .

Точки — эксперимент [14], кривые — результаты расчета с помощью законов подобия [2]; $R = 1.0$ см, $i = 250$ мА, $p_{Ar} = 2$ Тор.

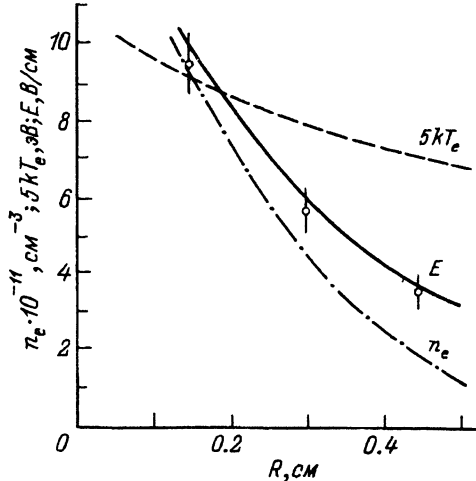


Рис. 6. Результаты измерения напряженности электрического поля [15] и рассчитанные с помощью законов подобия зависимости концентрации и средней энергии электронов от радиуса разрядной трубки R (точки — эксперимент).

$p_{Ar} = 15$ Тор, $i = 20$ мА, $N_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$.

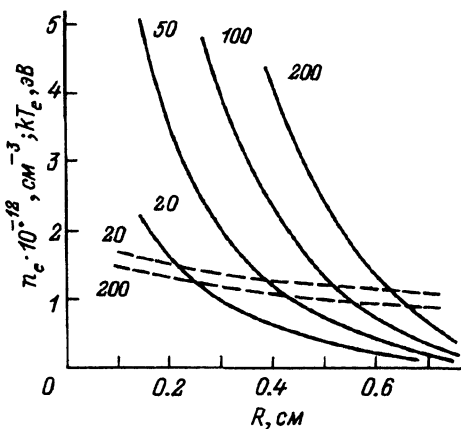


Рис. 7. Результаты расчета n_e (сплошные кривые) и T_e (штриховые) с помощью теоретической модели [2].

$p_{Ar} = 15$ Тор, $N_0 = 10^{14} \text{cm}^{-3}$, цифры — значения (мА).

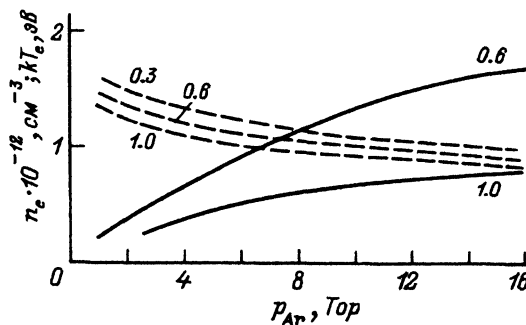


Рис. 8. Рассчитанные с помощью теоретической модели [2] зависимости n_e и T_e от давления аргона и радиуса разрядной трубки R .

$i = 250$ мА, $N_0 = 10^{14} \text{cm}^{-3}$, цифры — значения R .

максимальную эффективность генерации излучения в положительном столбе, очевидно, изменяются. Полученные нами данные позволяют оценить степень тушения резонансных уровней ртути в интересующих нас условиях. Тушение оказывается достаточно слабым, не влияющим коренным образом на интенсивность резонансного излучения. Это позволяет рассматривать световую отдачу плазмы как инвариантную характеристику и применить к ней подход, опирающийся на формализм законов подобия. Разрядные условия в стандартных люминесцентных лампах подобраны таким образом, чтобы световая отдача этих ламп η была максимальной. Поскольку η является инвариантной характеристикой (со сделанными выше оговорками), то переход к другим условиям разряда будет оставлять светоотдачу по-прежнему максимальной в том случае, если новые условия подобны в смысле [2] стандартным условиям работы люминесцентных ламп.

На основе этих соображений можно оценить оптимальные условия работы источников света в случае узких трубок при повышенных давлениях газов. Одной из перспективных конструкций является люминесцентная лампа, созданная в трубке радиусом $R = 0.5$ см и работающая при температуре паров ртути $T_{\text{Hg}} \approx 50^\circ\text{C}$. Законы подобия позволяют легко оценить область разрядных условий, вблизи которых должен наблюдаться максимум световой отдачи: $R = 0.5$ см, $p = 22$ Тор, $i = 28$ мА, $N_0 = 3.6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Описанную процедуру можно применить, очевидно, к исследованию разрядов в смеси паров ртути с другими инертными газами. Например, в табл. 3 приведено сравнение измеренных авторами работы [15] и рассчитанных нами с помощью законов подобия значений напряженности электрического поля E в зависимости от радиуса разрядной трубки в разрядах в смесях Hg-Kr и Hg-Ne ($p = 15$ Тор, $N_0 = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$). Показано, что имеет место хорошее согласие между экспериментальными [15] и рассчитанными нами данными.

Таким образом, законы подобия, развитые в работе [2], справедливы в более широкой области разрядных условий. Это позволяет использовать их для описания характеристик плазмы разряда источников света и для поиска оптимальных условий работы таких источников.

Таблица 3. Сравнение между измеренными [15] значениями напряженности электрического поля E и радиуса разрядной трубки R в Hg-Kr и Hg-Ne разряда с результатами расчета, основанного на законах подобия

Смесь	R , см	i , мА	E , В/см	
			Расчет	Эксперимент
Hg + Kr	0.08	18	12.2	9.1
	0.15	18	6.9	6.4
	0.3	23	5.3	4.6
Hg + Ne	0.08	26	22.7	21.9
	0.15	20	12.1	13.1
	0.30	18	6.8	9.8

- [1] Башлов Н.Л., Панасюк Г.Ю., Тимофеев Н.А. // Опт. и спектр. 1989. Т. 65. Вып. 1. С. 48-51.
 - [2] Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Плазма газоразрядных источников света низкого давления. Л., 1991. 240 с.
 - [3] Langmuir I., Mott-Smith H.M. // Phys. Rev. 1926. Vol. 28. P. 727.
 - [4] Голубовский Ю.Н., Захарова В.М., Пасункин В.Н., Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 620-628.
 - [5] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 1513-1520.
 - [6] Арсланбеков Р.Р., Кудрявцев А.А., Хромов Н.А. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 855-862.
 - [7] Арсланбеков Р.Р., Кудрявцев А.А., Хромов Н.А. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 863-867.
 - [8] Арсланбеков Р.Р., Кудрявцев А.А., Хромов Н.А. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 1161-1165.
 - [9] Башлов Н.Л., Лэ Ван Хъеу, Миленин В.М., Панасюк Г.Ю., Тимофеев Н.А. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 10. С. 66-75.
 - [10] Vriens L., Keijser R.A.J., Ligthart F.A.S. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 3807-3813.
 - [11] Chen Z.F., Jones H.G. // J. Phys. D. 1984. Vol. 17. P. 337-342.
 - [12] Pfau S., Rutcher A., Wojaczek K. // Beitr. Plasmaphys. 1969. Vol. 9. P. 333-358.
 - [13] Bashlov N.L., Milenin V.M., Panasyuk G.Ju., Timofeev N.A. // J. Phys. D. 1993. Vol. 26. P. 410-417.
 - [14] Каланов В.П. Канд. дис. Л., 1986. 167 с.
 - [15] Benetry P., Zisis G., Damelinourt J.-J., Por A. // Proc. 5th Intern. Symp. Science and Technology of Light Sources. New York, 1989. P. 71.
-