

На рисунке приведены результаты расчета (в мм) вариаций δy (1) и δl_2 (2) для дефлектора с параметрами $c=0.544$, $l_1=32.2$ мм, $r_0=210$ мм, $b=10$ мм и углом поворота 115° , предполагалось, что центры аксиальной кривизны недеформированных электродов совпадают. Дефект изготовления задавался в виде отклонения центра азимутальной кривизны внешнего электрода от оси системы на величину 0.05 мм в направлении, составляющем угол ϑ с направлением на входной край пластин анализатора, и наклона этого электрода при пересечении средней плоскости на угол 0.1° к направлению, перпендикулярному этой плоскости. Изменения коэффициентов линейного увеличения и дисперсии составляют в рассматриваемом случае величину порядка 0.5 % от их невозмущенных значений. Отметим, что неперпендикулярность одного из электродов к средней плоскости приводит к существенной расфокусировке изображения в этой плоскости, она составляет 0.1 мм при угле раствора пучка в направлении оси z в 1° . Кроме того, в указанном случае происходит дополнительная расфокусировка изображения за счет протяженности источника в направлении оси z , она составляет 0.02 мм на 1 мм протяженности источника.

Если скорректировать потенциалы на электродах таким образом, чтобы средняя радиальная компонента напряженности поля на оси пучка и среднее значение потенциала были равны их невозмущенному значению, то, как видно из рисунка, поперечный сдвиг изображения δy (2), вызванный смещением оси пучка, уменьшается на порядок, однако смещение плоскости изображения δl_2 (4) остается значительным. Этот дефект можно устранить, используя, например, перемещение источника. Наибольшую трудность для коррекции представляет расфокусировка изображения, вызванная неперпендикулярностью электродов к средней плоскости. Причиной неперпендикулярности может быть, например, сдвиг одного из электродов в направлении оси z . В случае конечной аксиальной протяженности источника не удается, как предлагалось в работе [3], устранить влияние такого дефекта поворотом выходной щели дефлектора. Из сказанного следует необходимость строгого контроля ортогональности поверхностей электродов при $z=0$ к средней плоскости анализатора.

Список литературы

- [1] Voerboom A. J. H. // Intern. J. Mass. Spectr. Ion Phys. 1976. Vol. 22. N 3/4. P. 259—271.
- [2] Явор М. И. // Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.: Наука, 1989. С. 61—66.
- [3] Малов А. Ф., Трубочев Г. М. // Научные приборы. М., 1979. № 19. С. 57—59.
- [4] Явор М. И. // Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.: Наука, 1989. С. 66—70.
- [5] Афанасьев В. П., Явор С. Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. 224 с.
- [6] Явор М. И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 4. С. 123—127.

Научно-техническое объединение АН СССР
Институт аналитического приборостроения
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 апреля 1989 г.

04; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Б. В. Алексин, В. В. Боровков, В. В. Воронин, Б. В. Лажинцев, А. Н. Моисеенко,
В. А. Нор-Аревян, В. А. Тананакин, Г. И. Федоров

В [1] обнаружена аномально высокая концентрация свободных электронов (N_e) в плазменном канале, образующемся при распространении пучка быстрых электронов в Ag, при давлении газа, близком к атмосферному. Экспериментальные значения N_e на порядок превышали оценки по известным моделям. Причины столь существенного различия теории и эксперимента авторами не указываются. Более подробное изучение релаксации пучковой плазмы инертных газов при высокой мощности возбуждения представляет заметный интерес с точки зрения адекватного описания кинетики эксимерных лазеров.

В настоящей работе представлены результаты исследований интерференционных исследований пучковой плазмы в Ar, Kr и Xe при мощности накачки до 5 МВт/см² и давлении газов от 0.1 до 1.6 атм. Накачка осуществлялась электронным пучком. Источником электронов служил коаксиальный вакуумный диод с графитовым катодом и максимальным ускоряющим напряжением 110 кВ. Активный объем представлял собой цилиндр длиной 30 см, диаметром 4 см и отделялся от вакуумного диода перегородкой из лавсана толщиной 3.1 мг/см² или из картоновой фольги (3.7 мг/см²). Здесь толщина перегородки дана в единицах ρx , где ρ — плотность вещества, x — геометрическая толщина среды. Плотность электронного тока пучка на поверхности рабочего объема достигала 300 А/см² при длительности импульса на полувывоте 20 нс. Удельный энерговклад в активную среду составлял 50 мДж/см³ при плотности газа в пучковом объеме 1.5 мг/см³. Определение энерговклада в зависимости от плотности газа, так же как и в [2], проводилось в азоте с помощью индукционного датчика давления с ошибкой измерений $\pm 15\%$. Изменение показателя преломления среды (Δn) измерялось с помощью интерферометра Майкельсона на длинах волн ионного аргонового ($\lambda_1=0.514$ мкм) и He-Ne лазеров ($\lambda_2=0.633$ мкм). Для регистрации интерференционной картины использовался скоростной фотоэлектронный регистратор СФЭР2, работающий в режиме щелевой развертки. В условиях эксперимента временное разрешение составляло 3 нс и ограничивалось временем двойного прохода зондирующего луча в плече интерферометра. Точность измерения сдвига интерференционной полосы была не хуже ± 0.1 от собственной ширины.

Из расчетно-экспериментальных исследований ВУФ люминисценции Xe₂ при возбуждении электронным пучком [3] и теоретической модели эксимерного лазера [4] следует, что основной возбужденной компонентой релаксирующей пучковой плазмы инертных газов являются атомы, находящиеся в метастабильном ³P-состоянии. По данным [5], переход атомов Kr и Xe из основного в возбужденное ³P-состояние (Kr*, Xe*) сопровождается заметным увеличением дипольной поляризуемости $\Delta\alpha$. Вследствие этого предполагалось, что

Таблица 1

	Ar	Kr	Xe
$\Delta\alpha, 10^{-24} \text{ см}^3$	5.5	48.1	59.2
$N_e, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	25	2.8	2.3

Таблица 2

Газ	P_0 , атм	w , мДж/см ³	$N_e, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$N_e', 10^{16} \text{ см}^{-3}$	τ_e , нс
Ar	0.41	—	0.6	—	~400
	0.82	50	1.2	1.3	190
	1.64	—	2.6	—	80
Xe	0.062	—	0.3	—	>500
	0.125	—	0.6	—	380
	0.125	20	0.5	0.6	380
	0.25	40	0.9	1.2	210
	0.5	—	2.0	—	110
Kr	0.195	20	0.5	0.6	140
	0.39	40	0.9	1.2	60
	0.78	—	1.6	—	30

Примечание. Первые 5 опытов проведены с лавсановой перегородкой, остальные с картоновой. Разница в энерговкладах 20–30 %.

интерференционная диагностика позволит контролировать концентрацию возбужденных атомов. В табл. 1 представлены данные по изменению поляризуемости исследованных газов [5] и чувствительность к концентрации возбужденных частиц (N_e) в условиях нашего эксперимента.

Чувствительность к концентрации электронов на λ_1 составляла $7.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При длительности накачки 20 нс и удельном энерговкладе 50 мДж/см³ по оценкам следовало ожидать накопления возбужденных атомов с концентрацией до 10^{16} см^{-3} [3, 4] и, как следствие, увеличения показателя преломления в Kr и Xe. В Ar проявление этого эффекта на порядок слабее.

Однако интерференционные измерения показали, что в процессе возбуждения Ar, Kr и Xe показатель преломления уменьшался по всему сечению активной среды. Анализ интерферограмм, полученных на двух длинах волн, позволил сделать вывод, что измерение Δn проводилось в области нормальной дисперсии и основной вклад в зарегистрированные зна-

ения обусловлен свободными электронами плазмы. По оценкам концентрации Ag^* , Kg^* и He^* не превышали $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 представлены зависимости Δn от времени в центре кюветы. В табл. 2 приведены данные по удельному энерговкладу, полученные с помощью датчика давления w , измеренные значения максимальных концентраций электронов N_e , оценки предельных концентраций электронов ($N'_e = w/E^i$, где E^i — энергия образования ион-электронной пары), а также характерные времена рекомбинации плазмы (τ_e — время уменьшения N_e в e раз).

Как видно из рис. 1 и табл. 2, в условиях наших экспериментов максимальные концентрации электронов достигались к моменту окончания импульса накачки и были близки к N'_e . В исследованном диапазоне давлений N_e линейно зависело от w . Зависимость $1/\tau_e$ от давления газа также близка к линейной.

При использовании рабочей смеси XeCl лазера ($Ag : Xe : CCl_4 = 1246 : 40 : 1$ мм рт. ст.) вид функции $N_e(t)$ совпадал с таковым импульсом диода, а максимальная концентрация электронов составляла $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

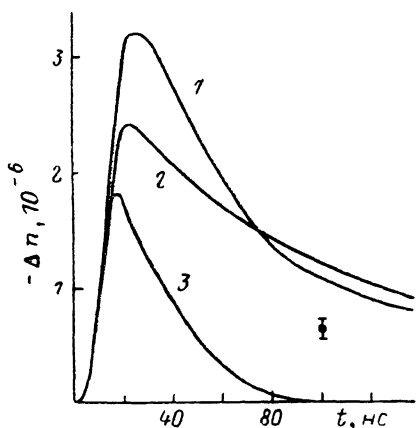


Рис. 1. Зависимости Δn от времени.

1 — Ag (1.64 атм), 2 — Xe (0.5 атм), 3 — Kг (0.78 атм).

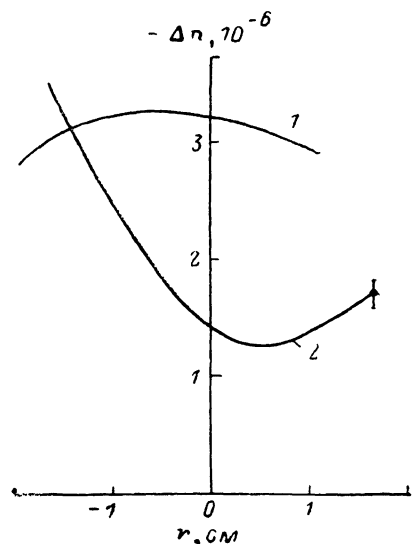


Рис. 2. Распределения Δn по сечению кюветы.

1 — Ag (1.64 атм), 2 — Kг (1.56 атм).

Отметим, что линейная связь Δn с w в инертных газах позволяет применять интерферометрию для определения неоднородности накачки в эксимерных лазерах. На рис. 2 показаны распределения Δn по сечению кюветы в Ag и Kг к моменту окончания импульса. При плотности газа 3 мг/см^3 (1.64 атм Ag) неоднородность накачки в результате пробега электронов, составляла 10 %. В то же время при осевой несоосности электродов ускорительного диода (20 % от межэлектродного промежутка) зарегистрирована существенная неоднородность энерговклада (~ 50 %) вследствие перераспределения плотности тока в диоде, что иллюстрируется на рис. 2 кривой 2.

Представленные выше экспериментальные результаты согласуются с данными [1] по концентрации электронов в Ag. В настоящей работе также показано, что N_e в Ag, Kг и Xe при равных энерговкладах примерно одинаково. Существенное различие Ag от Kг и Xe получено во времени рекомбинации плазмы при одинаковых давлениях (табл. 2). Отметим некоторые процессы в плазме инертных газов, приводящие к медленной ион-электронной рекомбинации и, как следствие, к высокой концентрации ионных компонент среды. При этом воспользуемся кинетической моделью и константами скоростей реакций, приведенными в [6].

1. Обычно при теоретическом анализе пучковой плазмы температура электронов принимается равновесной и равной $T_e \approx 1$ эВ. Однако в условиях мощной накачки $\sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$ $T_e \geq 2$ эВ [7] и в течение короткого импульса накачки может быть неравновесной. Анализ уравнений кинетики димерного лазера показывает, что от T_e наиболее сильно зависит константа скорости ионизации возбужденных атомов. При изменении T_e с 1 до 2 эВ эта константа увеличивается в 10 раз (для Ag с $1.8 \cdot 10^{-9}$ до $1.8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$). Учет ионизации перевозбужденного Ag приводит к увеличению скорости этого процесса в 2 раза. При этом скорости ионизации возбужденных атомов и образования Ag^* через канал диссоциативной рекомбинации

примерно сравниваются. Легко показать, что это приводит к выравниванию концентрации электронов и Ag^* . Не оказывает существенного влияния на соотношение этих компонент тушение Ag^* электронами, так как характерное время этого процесса при $N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в 2 раза больше, чем время ион-электронной рекомбинации и ионизации Ag^* . Аналогичный эффект имеет место в Кг и Хе.

Однако в результате интерференционных измерений получено, что концентрации Ag^* , Kг^* и Хе^* составляют менее 0.1 N_e . Следовательно, простой учет T_e в кинетике не дает удовлетворительного согласия с экспериментом. Этот вывод подтверждается результатами расчетов кинетики медленных электронов в пучковой плазме аргона [7], где степень ионизации, полученная при плотности тока пучка быстрых электронов 300 А/см^2 , на порядок ниже зарегистрированной в наших экспериментах.

2. Вероятно, одной из причин существенного увеличения времени рекомбинации плазмы является образование ионов инертных газов в возбужденном метастабильном $^2P_{1/2}$ -состоянии. По данным [8, 9] $\text{Ar}^+ (^2P_{1/2})$ не образуют Ag_2^+ либо образуют неустойчивый ион димера с энергией связи около 0.1 эВ. Хотя $\text{Kг}^+ (^2P_{1/2})$ и $\text{Хе}^+ (^2P_{1/2})$ дают более устойчивые ионы димеров, энергия связи этих димеров лишь в 1.5—2 раза выше, чем у Ag_2^+ . Этот эффект приводит к тому, что константа скорости образования иона димера может существенно уменьшаться и в результате замедляется процесс ион-электронной рекомбинации.

Изменение T_e с 1 до 2 эВ приводит к увеличению скорости ионизации Ag^* , Kг^* и Хе^* в 10 раз. При этом существенная доля ионов может образовываться в возбужденном состоянии. Так как энергия возбуждения метастабилей ионов Ag , Kг и Хе относительно основного $^2P_{1/2}$ -состояния составляет 0.178, 0.666 и 1.306 соответственно, то следует ожидать, что заселение метастабилей Ag^+ , а следовательно, замедление ион-электронной рекомбинации должны проявляться в Ag в большей степени, чем в Kг и Хе , и существенно зависеть от T_e .

Отметим, что данная интерпретация ион-электронной рекомбинации согласуется с попыткой объяснить ВУФ и УФ люминесценцию пучковой плазмы инертных газов образованием возбужденных ионов димеров [10, 11].

Полученные в работе данные указывают на необходимость учета ионной кинетики при анализе ВУФ люминесценции димеров.

Список литературы

- [1] Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Королев А. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 12. С. 1116—1120.
- [2] Akira S., Minory O., Akira N. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 3. P. 1129—1134.
- [3] Дыжниц Ю. И., Коробицын В. А. // ЖПС. 1985. Т. 42. № 4. С. 583—590.
- [4] Duzy C., Boness J. // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. QE-16. N 6. P. 640—649.
- [5] Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов. М.: Энергоиздат, 1985. 344 с.
- [6] Молчанов А. Г. // Тр. ФИАН. 1986. Т. 171. С. 54—127.
- [7] Адамович В. А., Демьянов А. В., Дятко Н. А. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 937—942.
- [8] Liu W. F., Conway D. C. // J. Chem. Phys. 1974. Vol. 60. N 3. P. 784—792.
- [9] Grössl M., Langenwaller M., Helm H., Märk T. O. // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 74. N 3. P. 1728—1735.
- [10] Бункин Ф. В., Держнев В. И., Месяц Г. А. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2240—2244.
- [11] Артегов М. С., Кузнецов А. А., Сулакшин С. С., Тарасенко В. Ф. // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. Вып. 3. С. 677—679.

Поступило в Редакцию
11 апреля 1989 г.