

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КСЕНОНОВОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ ОБОЛОЧКИ

В. М. Градов, А. А. Мак и А. А. Щербаков

На основе детального учета радиационных процессов, определяющих оптические свойства плазмы, проведены расчеты коэффициента поглощения и излучательных характеристик ксенонового разряда. В зависимости от температуры и давления плазмы исследуется относительный вклад в суммарный коэффициент поглощения линий и непрерывного спектра, обусловленный фотоионизацией атомов, ионов и тормозными процессами в полях нейтралов и ионов. Подробно обсуждаются вопросы, связанные с учетом линейчатой структуры спектра. Детально учитываются 75 наиболее интенсивных линий Хе I, уширенных шарковским, доплеровским, резонансным и ван-дер-ваальсовским механизмами уширения. Исследуется влияние продуктов эрозии оболочки на оптические свойства плазмы.

Моделирование процессов в ксеноновых источниках интенсивного света требует детальных данных по оптическим характеристикам плазмы разряда, в частности по коэффициенту поглощения K' . При этом необходимо иметь точную «привязку» K' к параметрам плазмы (температуре, давлению), а также располагать сведениями об оптических свойствах плазмы сложного состава, включающими продукты испарения стенок.

В литературе известны экспериментальные [1-10] и теоретические [11-16] работы, содержащие данные по коэффициенту поглощения ксеноновой плазмы. Теоретические данные, наиболее удобные для практических расчетов свойств ламп, получены без учета линейчатого спектра. Как в теоретических, так и в экспериментальных работах не рассматривается влияние продуктов эрозии стенок. В данной работе представлены некоторые результаты расчета коэффициента поглощения ксеноновой плазмы с учетом фотоионизации атомов и первых ионов Хе, тормозных процессов на ионах, линий Хе I, уширенных различными механизмами, а также непрерывного спектра, связанного с наличием в плазме Si I, Si II, O I, O II (продуктов испарения кварцевой оболочки).

Целью работы является исследование вклада различных радиационных процессов в суммарный коэффициент поглощения и изучение влияния состава плазмы, температуры и давления на оптические свойства ксеноновой плазмы.

1. Непрерывный спектр. Оценки, выполненные с помощью данных [17-19], показывают, что для частот ν , больших $0.2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, и температур $T = (6 \div 20) \cdot 10^3 \text{ К}$ тормозными процессами на атомах можно пренебречь. Вклад в коэффициент поглощения атомов ксенона учитывался по [14]. При этом дополнительно был рассчитан коэффициент поглощения на частотах, соответствующих фотоионизации с основного уровня Хе I. Коэффициент связанно-свободного поглощения ионами Хе, атомами и ионами Si определялся с помощью сечений фотоионизации [20]. При этом все уровни рассматриваемых элементов, которые идентифицированы в литературе, учитывались индивидуально, и коэффициент поглощения вычислялся непосредственным суммированием сечений по уровням, как в [22].

Для определения коэффициента поглощения, обусловленного тормозными процессами в полях ионов, использовалось то обстоятельство, что у рассчитываемых элементов квантовые дефекты уровней допустимо принять не зависящими от энергии. В этом случае свободно-свободные переходы могут быть учтены [23] в суммарном коэффициенте непрерывного поглощения с помощью ξ -фактора, найденного для связанно-свободных переходов. Коэффициент поглощения для O I и O II брался из работы [24].

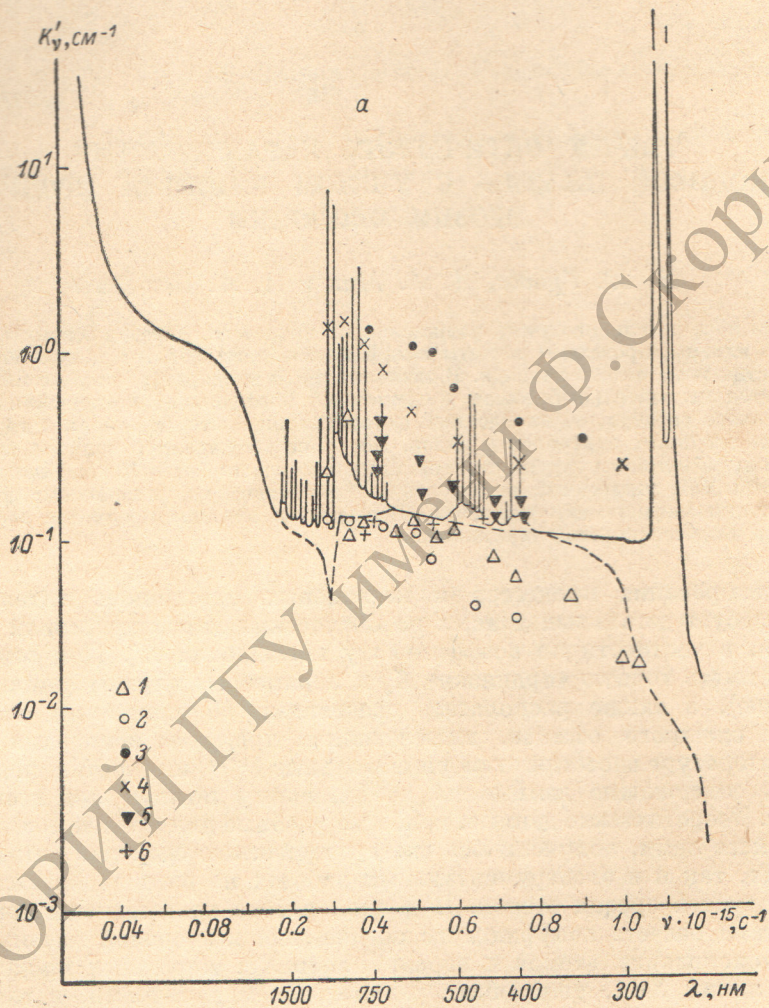


Рис. 1. Теоретические и экспериментальные результаты по коэффициенту поглощения ксеноновой плазмы.

Экспериментальные данные: *a* — $T=10^4$ К, 1 — [4], 2 — [2], 3 — [6], 4 — [7], 5 — [1] (нанесены точки, пересчитанные на давление $P=15$ атм и $T=10^4$ К); 6 — $T=11 \cdot 10^3$ К, 7 — [4], 1, 3, 4, 7 — $P_0=300$ тор, 2 — $P=15$ атм. Теоретические результаты: *a* — $T=10^4$ К, $P=15$ атм. Сплошная кривая — результаты настоящей работы; штриховая — по данным [4] (без учета линейчатого излучения); 6 — $P=15$ атм [13]; 6 — $T=11 \cdot 10^3$ К, I — $P=25$, II — 15, III — 5 атм.

2. Линейчатый спектр. При расчетах коэффициента поглощения в линиях Xe I подробно рассматривались первые члены спектральных серий, образованных переходами на уровни $6s, 6p, 6s', 5d, 5p^6 \ ^1S_0$. Всего было учтено 75 линий в спектральных областях 120—200, 350—1500 нм. Эти линии в таблицах [25] относятся к наиболее интенсивным. Верхние члены серий включались в непрерывный спектр за счет учитываемого в расчетах сдвига порога фотоионизации [26]. Из различных механизмов уширения линий принимались во внимание штарковское, доплеровское, резонансное и ван-дер-ваальсовское уширения.

Ударные ширины линий, обусловленные эффектом Штарка, вычислялись в соответствии с нестационарной теорией Собельмана—Вайнштейна [27]. Условие квазиклассичности движения электронов соблюдается при $T > 4 \cdot 10^3$ К для всех рассмотренных линий. При меньших температурах оказываются существенными другие механизмы уширения. Оценка параметров h_e и h_i [27], определяющих применимость ударного или квазистатического приближений, показывает, что для типичных

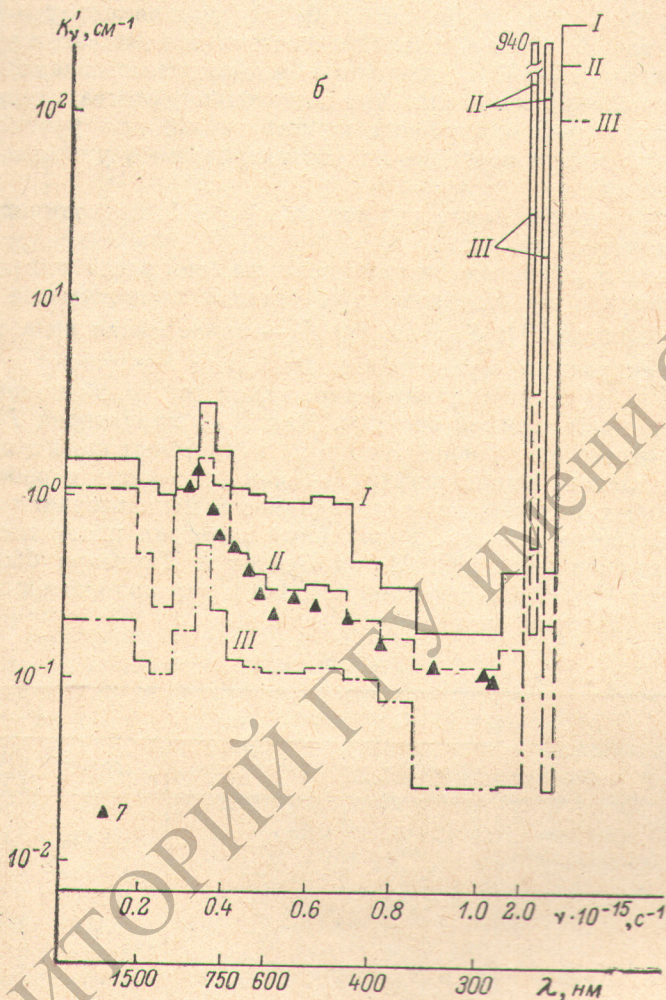


Рис. 1 (продолжение).

условий газового разряда $h_e \ll 1$ для всех включенных в расчет линий, т. е. электроны создают ударное уширение. Условие $h_i \ll 1$ соблюдается не для всех линий и при температурах $T \geq 8 \cdot 10^3$ К возможно квазистатическое уширение ионами. Последнее в настоящей работе не рассматривалось. При расчете ударных ширин линий принималось во внимание уширение электронами и ионами. Вклад ионов оказался на порядок меньше вклада электронов. Для вычисления параметров уширения линий предварительно были рассчитаны величины γ_v , δ_v и γ_n , δ_n — вклады в ширину и сдвиг линий, обусловленные возмущением соответственно верхнего (v) и нижнего (n) уровней данной линии. При вычислениях γ_v , γ_n , δ_v , δ_n было учтено возмущающее действие всех уровней атома, переходы с которых на данные уровни разрешены правилами отбора. При этом в зависимости от величины параметра β_k [27] применялась адиабатическая ($\beta_k > 2$) или

неадиабатическая ($\beta_k < 2$) теории. Так как формулы неадиабатической теории не переходят в формулы адиабатической теории при больших β_k , то в ситуации, когда для рассматриваемого уровня одни возмущающие уровни давали значения $\beta_k > 2$, а другие — $\beta_k < 2$, в каждом конкретном случае выявлялись уровни, вклад которых в уширение был определяющим и в соответствии со значением β_k для этих уровней применялась та или иная теория для всех возмущающих уровней. В данной работе были проведены расчеты по определению величин $\gamma_{v, \pi}$ и $\delta_{v, \pi}$ для 70 уровней Хе I $6s, 6p, 7s, 7p, 4f, 8p, 5d, 5f, 6s', 6p'$ для температур $4 \cdot 10^3 \div 20 \times 10^3$ К и давлений $P=5 \div 30$ ат. Практически для всех этих уровней при температурах выше $5 \cdot 10^3$ К необходимо было применять неадиабатическую теорию. Вычисления показали, что достаточно учитывать возмущающее влияние только 2—3 ближайших конфигураций, для уровней которых величина силы линии перехода на рассматриваемый уровень имеет наибольшее значение.

Расчет уширения ионами, для которых $\beta_k \gg 1$, проводился по формулам адиабатической теории.

Сила линии S_{ik} перехода между уровнями i и k рассчитывалась в одноконфигурационном приближении при условии применимости векторной модели по формуле [21]: $S_{ik} = \bar{S}s$, где \bar{S} — приведенная сила линии, s — сила одноэлектронного мультиплета. Величина \bar{S} вычислялась по методике Рака [21]. При этом существенно, какой тип связи моментов реализуется для данной атомной системы. Для Хе I характерна JL -связь [28]. Расчеты по смещению уровней Хе I в электрическом поле в предположении справедливости приближения JL -связи проведены в работах [29—31], данные которых подтверждают правильность использования этого типа связи для расчетов ксенона. Радиальный интеграл рассчитывался в кулоновском приближении [21]. Метод Бейтса и Дамгаард был применен рядом авторов [30, 31] для расчета ксенона и дал положительные результаты. Уровни энергии брались из [32].

Таблица 1

Уровень, переход	$C_4 - 10^4, \text{ см}^2/\text{с}$		$\Delta\nu, \text{ см}^{-1}$	
	расчет	литература	расчет	литература
$6s [1^1/2]_0^0$	0.102	—	0.0163	0.02 [30]
$6s [1^1/2]_1^0$	0.119	—	0.0191	0.02 [30]
$7s [1^1/2]_2^0$	1.62	—	0.261	0.29 [30]
$7s [1^1/2]_1^0$	1.98	—	0.317	0.45 [30]
$8s [1^1/2]_2^0$	9.88	—	1.59	1.6 [30]
$8s [1^1/2]_1^0$	12.32	—	1.99	1.8 [30]
$7p [2^1/2]_3$	14.80	11.17 [29]	2.38	1.79 [31]
$6s [1^1/2]_2^0 - 7p [1^1/2]_2$	24.10	20.1 [24]	—	—
$6s [1^1/2]_1^0 - 7p [2^1/2]_3$	14.70	14.7 [24]	—	—
$5d [1^1/2]_0^0$	-0.23	—	—	—
$6d [1^1/2]_1^0$	9.86	—	—	—

В табл. 1 приведены результаты расчетов штарковских констант C_4 для некоторых уровней, а также вычисленные с помощью этих констант смещения уровней $\Delta\nu$ в электрическом поле напряженностью $E = 100$ кВ/см. Проведено сравнение с имеющимися литературными данными, для чего результаты авторов [30] усреднялись по M -компонентам расщепления. В табл. 2 приведены вероятности переходов A_{ik} для ряда линий Хе I. Можно отметить в целом близость рассчитанных в работе величин и данных других источников.

Резонансные ширины линий рассчитывались по [27]. Ван-дер-ваальсовское уширение рассматривалось в соответствии с [38, 39].

Профиль линий принимался фойхтовским и расчеты проводились по приближенным формулам [40]. Коэффициент поглощения в линии определялся по формуле $K'_{\nu} = K_P(\nu)$, где K — интегральный коэффициент поглощения в линии [28] и $p(\nu)$ — профиль, нормированный на единицу.

3. Обсуждение результатов. На основании описанной методики были проведены расчеты коэффициента поглощения плазмы всеионового разряда для давлений $P=5, 15, 25$ атм и температур $(4 \div 20) \times 10^3$ К в спектральном диапазоне $(0.02 \div 3.0) \cdot 10^{15}$ с⁻¹. Состав плазмы рассчитывался методом полных термодинамических функций [41], снижение потенциала ионизации вычислялось по [42]. Расчеты проводились с шагом по частоте, равным $4 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, позволявшим достаточно подробно разрешить линейчатую структуру спектра. В числе 75 рассмотренных линий были учтены две резонансные линии 129.59 и 146.96 нм, вероятности переходов для которых брались из [43]. Вычисления показали, что для температур выше $7 \cdot 10^3$ К ширина линий определяется ударным уширением электронами. Для меньших температур с увеличением концентрации нейтралов возрастает роль резонансного и ван-дер-ваальсовского взаимодействий. В табл. 3 в качестве примера приведены ударная электронная $\Delta\nu_{уд.}$, ван-дер-ваальсовская $\Delta\nu_w$ и доплеровская $\Delta\nu_{доп.}$ ширины в единицах 10^{10} с⁻¹ для линии $\lambda=873.94$ нм ($6p [1/2]_1 - 6d [3/2]_2$) при разных температурах T и давлении $P=15$ атм.

Часть полученных результатов по K' представлена на рис. 1—4. Учет линий приводит к существенному изменению картины спектра. Линии расположены весьма часто в областях 350—500 и 700—1500 нм. Это — линии, образованные переходами на уровни $6s, 6s', 6p$. Перекрывание уширенных линий приводит к тому, что коэффициент поглощения в этих спектральных областях превышает непрерывный фон в 2—5 раз, что особенно заметно в области 750—1000 нм (рис. 1, а). В УФ области спектра коэффициент поглощения определяется резонансными линиями, в центре которых величина $K' \sim 10^5$ см⁻¹, и фотоионизацией с основного уровня (на рис. 1, а последнее не показано). Крылья резонансных линий вносят значительный вклад в коэффициент поглощения, полностью определяя его на участке 300—410 нм. Вследствие этого учет линий в УФ области спектра оказывается существенным при оценке энергетических потерь на разогретой кварцевой стенке. На рис. 1, б дан коэффициент поглощения, усредненный по спектральным интервалам по формуле $\bar{K} = \sqrt{K_P K_R}$, где K_P и K_R — аналоги усреднения по Планку и Росселанду. Данные Эммета удовлетворительно согласуются с расчетной кривой 2 для $P=15$ атм. Увеличение давления в 3 раза с 5 до 15 атм (кривые 3, 2) приводит к 3—4-кратному возрастанию \bar{K} в различных спектральных

Таблица 2

Длина волны, нм	$A_{ik} \cdot 10^{-6}$ расчет,	$A_{ik} \cdot 10^{-6}$
9799.699	18.72	9.62 [35]
9162.654	23.05	21 [37]
8819.412	29.73	25 [37]
		30 [37]
		60.4 [35]
8346.823	33.13	29 [36]
		35 [37]
8280.1163	33.83	33 [36]
		36 [37]
8266.519	22.71	14 [37]
8231.63	30.81	13 [36]
		28.6 [35]

Таблица 3

$T \cdot 10^{-3}$, К	4	5	6	7	8
$\Delta\nu_{уд.}$	0.0116	0.427	4.8	27.5	103.9
$\Delta\nu_w$	3.26	2.79	2.45	2.20	1.99
$\Delta\nu_{доп.}$	0.136	0.152	0.166	0.18	0.192

областях. Повышение давления с 15 до 25 атм (кривые 2, 1) увеличивает коэффициент поглощения в среднем в $1.5 \div 2$ раза. В УФ области для частот $\nu > 2.9 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ подъем коэффициента вызван вкладом в поглощение фотоионизации с основного состояния Хе I. На участке $750 \div 1100, 450 \div 550 \text{ нм}$ хорошо заметны скачки, обусловленные вкладом линий. Вклад линий особенно велик при низких температурах (рис. 2, а). С возрастанием температуры роль линий снижается (рис. 2, б). В этой связи заметим, что,

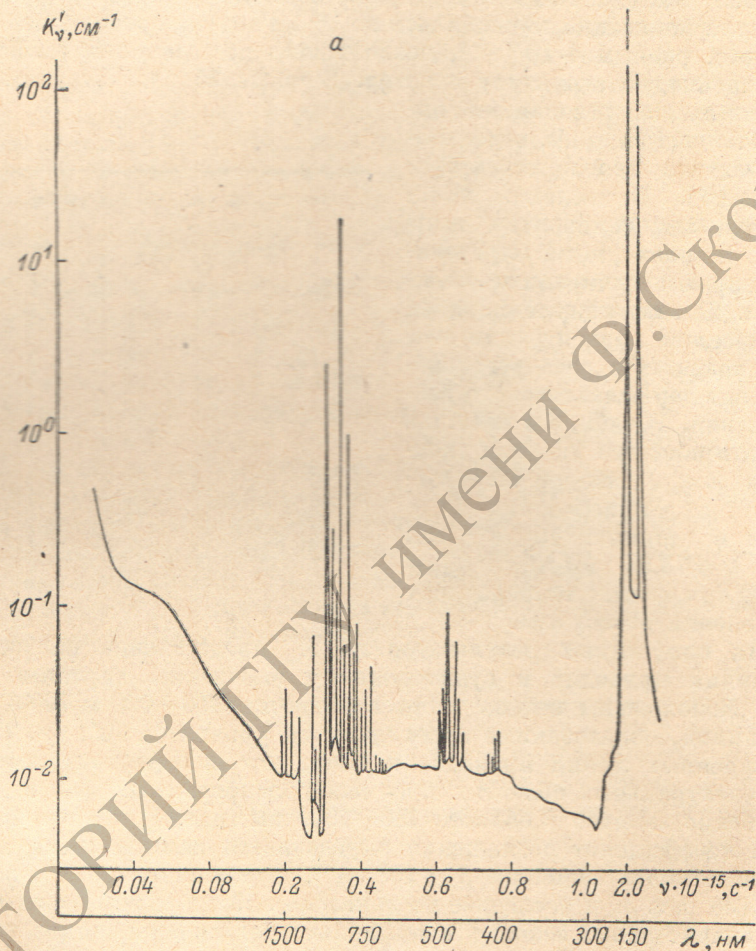


Рис. 2. Теоретические значения коэффициента поглощения чистой Хе плазмы.

а — $T=8 \cdot 10^3 \text{ К}$, $P=15 \text{ атм}$; б — $T=20 \cdot 10^3 \text{ К}$, 1 — $P=25$, 2 — 15, 3 — 5 атм. Штриховая кривая 2 — коэффициент поглощения при $P=15 \text{ атм}$ с учетом вторичной ионизации.

согласно проведенным расчетам, при изменении температуры от $9 \cdot 10^3$ до $14 \cdot 10^3 \text{ К}$ вклад линий в перенос энергии излучением уменьшается от 50 до $15 \div 20\%$.

При одном и том же давлении $P=15 \text{ атм}$ (рис. 2, а, б) увеличение температуры от $8 \cdot 10^3$ до $20 \cdot 10^3 \text{ К}$ приводит к возрастанию непрерывного фона в области $600 \div 1000 \text{ нм}$ примерно на 2 порядка и уменьшению коэффициента поглощения в линиях в 2—3 раза. С ростом давления при $T=20 \cdot 10^3 \text{ К}$ вклад линий в K'_ν уменьшается, что особенно хорошо видно в области $400 \div 500 \text{ нм}$ (рис. 2, б). Из рис. 2, б следует, что вклад Хе II в суммарный коэффициент поглощения мал и становится заметным лишь при температурах выше $20 \cdot 10^3 \text{ К}$ в области спектра $300 \div 110 \text{ нм}$.

На рис. 3 представлена температурная зависимость коэффициента поглощения для различных давлений. Наилучшее согласие имеется с данными Эммета [4].

С помощью рассчитанных коэффициентов поглощения были проведены детальные по спектру вычисления излучения, выходящего из плазмы разряда по нормали к оси трубки. Результаты вычислений представлены на рис. 4, а, б в виде спектральной зависимости величины η_{λ} , причем I_{λ}

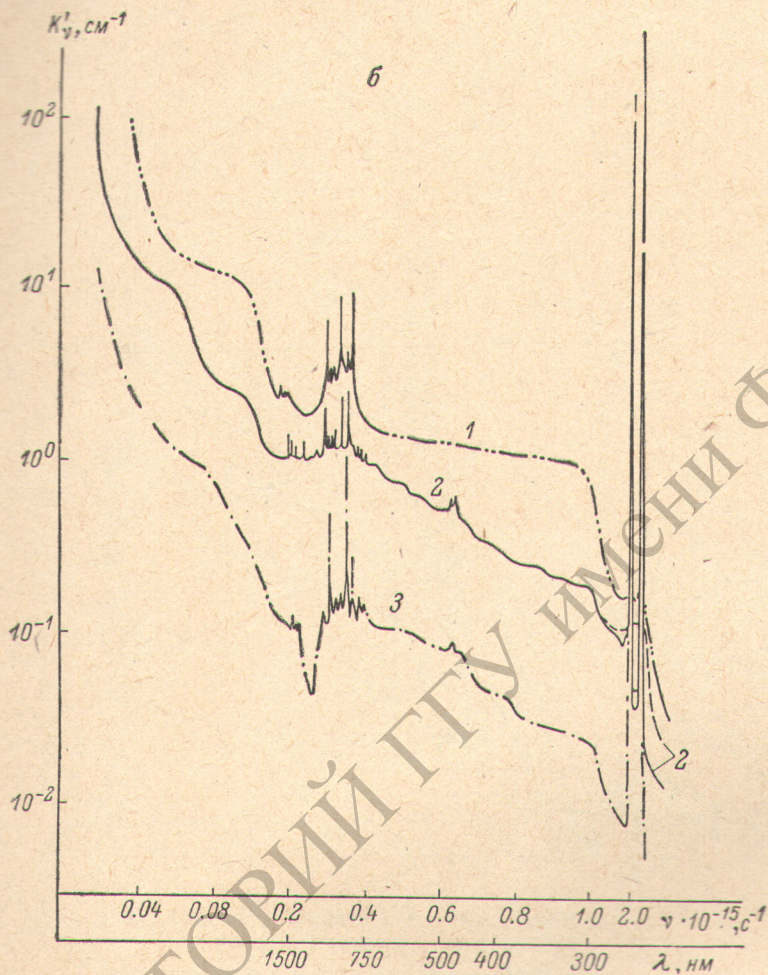


Рис. 2 (продолжение).

определялась интегрированием по радиусу точного уравнения переноса при рассчитанном профиле температур в разряде. Температурные поля определялись решением уравнения энергии и уравнений переноса излучения в диффузионном приближении [45].

Согласие расчетов с экспериментом в целом удовлетворительное. Имеющееся систематическое расхождение расчетных и экспериментальных токов может быть объяснено влиянием нескольких факторов: неопределенностью рабочего давления и осевой температуры в [44], некоторым произволом в величинах коэффициентов потерь, использованных при обработке эксперимента, погрешностью принятых методов расчета. На рис. 4, а четко видна линейчатая структура выходящего излучения. Линии вносят существенный вклад в областях спектра $750 \div 1100$, $350 \div 500$ нм, а также $100 \div 200$ нм. Две резонансные линии в УФ области сильно обращены, излучение в центре линий соответствует излучению абсолютно черного

тела с температурой, близкой к пристеночной температуре плазмы. Значительная энергия переносится в крыльях линий. В рассматриваемых условиях вклад резонансных линий в перенос излучения составляет ~10%,

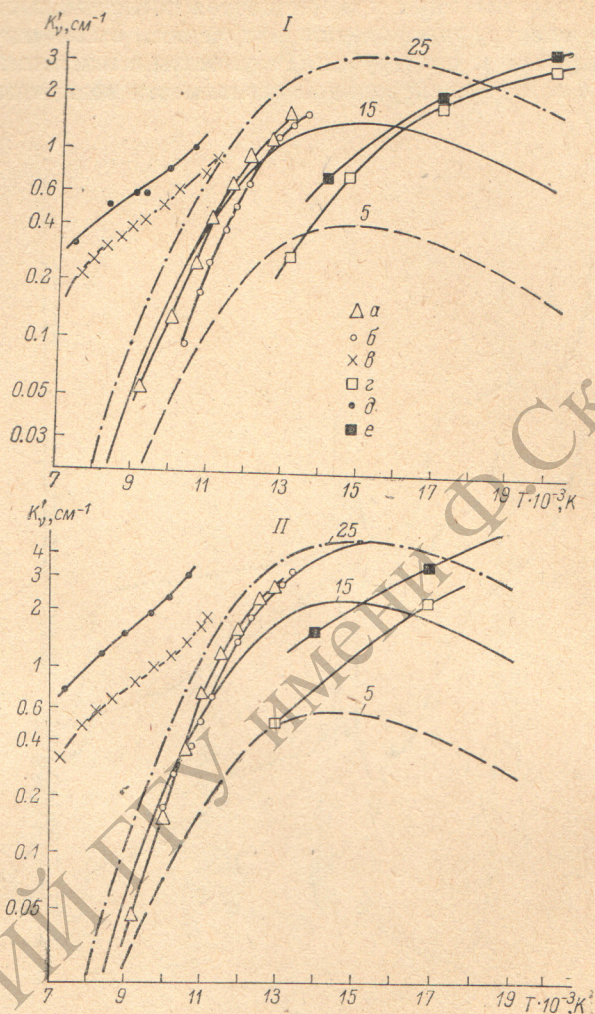


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента поглощения ксеноновой плазмы.

Цифры у кривых — давление плазмы в атм. Экспериментальные данные: *a* — [4], *b* — [2], *e* — [7], *z* — [1], *д* — [6], *e* — [10]; *a*, *e*, *z*, *д*, *e* — $P_0=300$ тор, *б* — $P=15$ атм. I — $\lambda=500$, II — 750 нм.

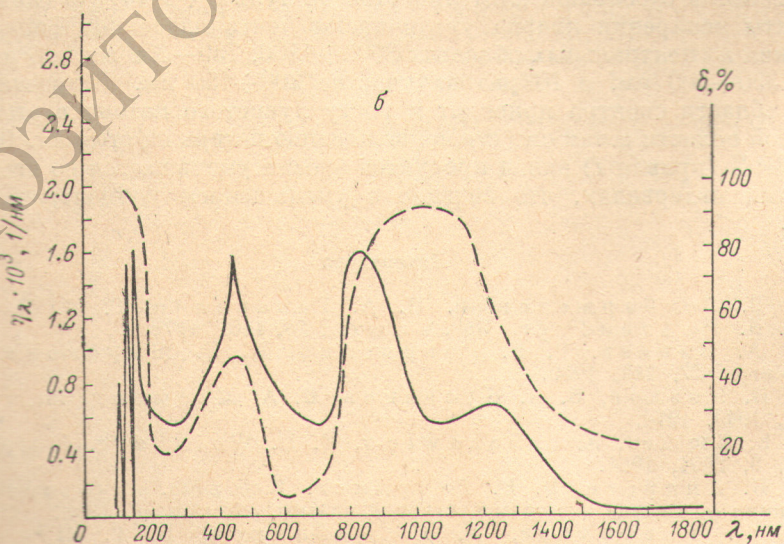
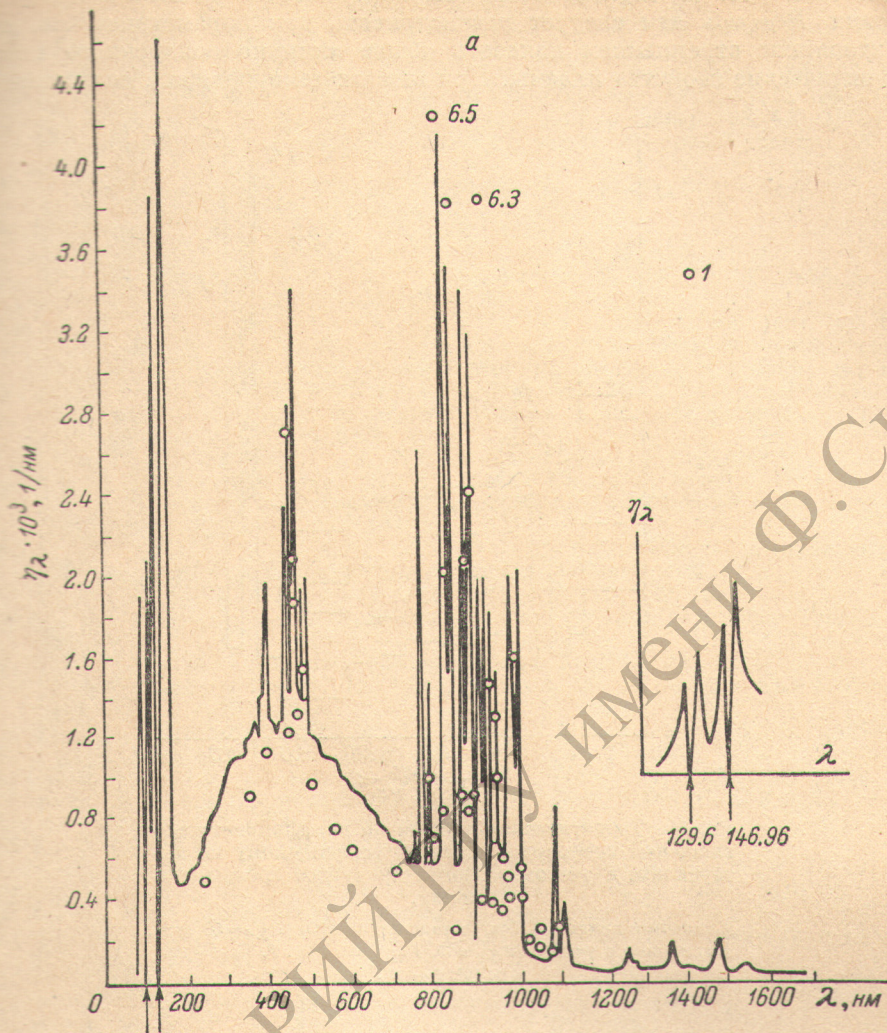
а всех линий ~40%, из них в области 680–1100 нм переносится ~20% всей лучистой энергии.

На рис. 4, б приведено распределение усредненной по спектральным интервалам величины η_λ . Штрихом показан вклад линий δ в перенос энергии излучения в процентах.

Рис. 4. Спектральное распределение относительной интенсивности излучения ксено-

$$\text{новой плазмы } \eta_\lambda = I_\lambda \int_0^\infty I_\lambda d\lambda.$$

I_λ — интенсивность по нормали к оси трубки. $R=0.35$ см; *a* — $T_0=10^4$ К, удельная мощность $\langle w \rangle=27$ кВт/см²; *б* — $T_0=9 \cdot 10^3$ К. I — экспериментальные значения [4], $\langle w \rangle=26$ кВт/см². При обработке данных [4] принималось: эквивалентный телесный угол $\Omega_{\text{эв}}=11$ ст, коэффициент пропускания кварца $\tau_{\text{кр}}=0.9$, потери в разрядном контуре и на электродах $\eta_{\text{к}}=0.2$, КПД излучения плазмы $\eta_{\text{и}}=0.9$.



Влияние продуктов эрозии на коэффициент поглощения плазмы показано на рис. 5. Задание величины парциального давления продуктов эрозии $P_{\text{SiO}_2} = 5$ атм следует рассматривать как параметрическое, продиктованное стремлением показать общее влияние испаренного кварца на оптические свойства плазмы. При низких температурах, соответствующим

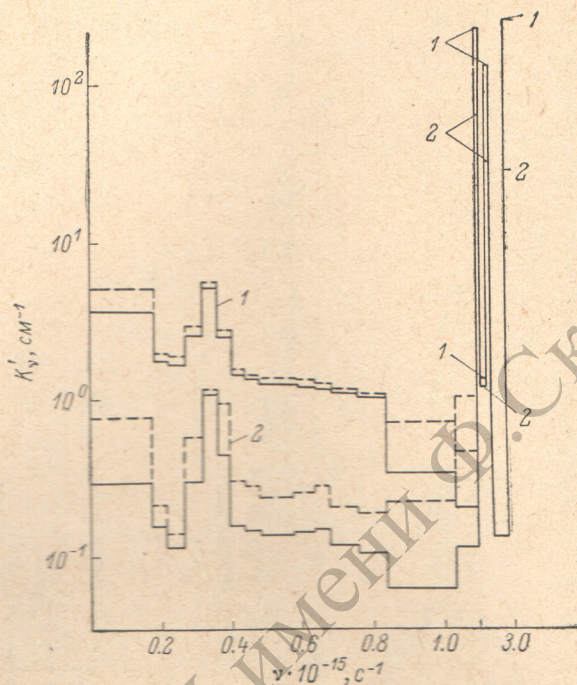


Рис. 5. Теоретические данные по коэффициенту поглощения ксеноновой плазмы, усредненному по интервалам, с учетом влияния продуктов эрозии оболочки.

Сплошные кривые — без учета влияния SiO_2 ($P_{\text{Xe}} = 15$ атм), штриховые с учетом ($P_{\text{Xe}} = 15$, $P_{\text{SiO}_2} = 5$ атм. T , К: 1 — 16×10^3 , 2 — 10^4).

щих режимам с большой длительностью импульса ($> 10^{-3}$ с) (кривая 2), продукты испарения кварца увеличивают почти вдвое коэффициент поглощения в спектральных областях $3000 \div 1500$, $750 - 350$ нм, в 5 раз в области $350 \div 200$ нм, в 10 раз на участке $200 \div 150$ нм. Возрастание K' в УФ области спектра приводит к росту лучистого потока в этой спектральной области и как следствие увеличению потерь на стенках. При $T = 16 \cdot 10^3$ К (кривая 1) вклад продуктов эрозии уменьшается во всех спектральных интервалах, что связано с уменьшением концентрации Si I.

Литература

- [1] Г. В. Гембаржевский, Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, Д. И. Ройтенбург. Опт. и спектр., 28, 1101, 1970.
- [2] А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Опт. и спектр., 27, 215, 1969.
- [3] Г. И. Козлов, В. А. Кузнецов, В. А. Масюков. Опт. и спектр., 37, 1049, 1974.
- [4] J. L. Emmet, A. L. Schawlow, E. H. Weinberg. J. Appl. Phys., 35, 9, 2601, 1964.
- [5] С. И. Андреев, В. Е. Гаврилов. В сб. докл. II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, 120. Минск, 1968.
- [6] Л. И. Гаврилова, А. С. Дойников, В. Г. Игнатъев, В. Е. Мнускин. В сб.: Импульсная фотометрия, 136. Машиностроение, Л., 1969.

- [7] Л. И. Гаврилова, А. С. Дойников, В. Г. Игнатъев. Ж. прикл. спектр., 12, 3, 537, 1970.
- [8] K. Günther. Beitr. Plasmaphys., Bd. 10, 6, 496, 1970.
- [9] А. П. Дронов, А. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев. Опт. и спектр., 12, 677, 1962.
- [10] С. И. Андреев, В. Е. Гаврилов. Ж. прикл. спектр., 13, 988, 1970.
- [11] Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. Усп. физ. наук, 91, 2, 1967.
- [12] Ю. К. Земцов, Е. П. Сороход. Опт. и спектр., 38, 440, 1975.
- [13] Л. И. Киселевский, Е. П. Трухан. Ж. прикл. спектр., 18, 391, 1973.
- [14] А. А. Щербаков. Ж. прикл. спектр., 12, 984, 1970.
- [15] В. В. Янков. Опт. и спектр., 14, 29, 1963.
- [16] D. Schlüter. Zs. Phys., 210, 1, 80, 1968.
- [17] О. Б. Фирсов, М. И. Чибисов. ЖЭТФ, 39, 1770, 1960.
- [18] В. А. Касьянов, А. Н. Старостин. ЖЭТФ, 48, 295, 1965.
- [19] R. S. Devoto. AIAA J., 7, 10, 1969.
- [20] A. Burgess, M. J. Seaton, M. N. Roy. Astron. Soc., 120, 121, 1961.
- [21] И. Б. Левинсон, А. А. Никитин. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Изд. ЛГУ, Л., 1962.
- [22] В. М. Градов, Г. Б. Синярев, А. А. Щербаков. IV Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Аннотации докладов, ч. I, 114. Инст. физики АН УССР, Киев, 1975.
- [23] L. M. Viberman, G. E. Norman. JQSRT, 3, 221, 1963.
- [24] В. А. Каменщиков, Ю. А. Пластинин, В. М. Николаев, Л. А. Новицкий. Радиационные свойства газов при высоких температурах. Машиностроение, М., 1971.
- [25] А. Р. Стриганов, Н. С. Свентицкий. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов. Атомиздат, М., 1966.
- [26] D. R. Inglis, E. Teller. Astrophys. J., 90, 439, 1939.
- [27] И. И. Соболевман. Введение в теорию атомных спектров. ГИФМЛ, М., 1963.
- [28] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. ГИФМЛ, М., 1963.
- [29] Л. В. Горчаков, А. М. Янчарина, И. И. Муравьев. Изв. вузов, физика, 7, 90, 1972.
- [30] Л. В. Горчаков, П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 35, 522, 1973.
- [31] F. Spiegelhalter. Beitr. Plasmaphys., 8, 1, 1968.
- [32] D. R. Bates, A. Damgaard. Phil. Trans. Soc., A242, 401, 1949.
- [33] С. Е. Мооре. Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand. Circ, 3, 1958.
- [34] A. Lesage, J. Richou. JQSRT, 12, 1313, 1972.
- [35] В. П. Малахов. Изв. вузов, физика, 1, 180, 1965.
- [36] Р. Г. Каримов, В. М. Климин. Изв. вузов, физика, 3, 24, 1971.
- [37] С. J. Chen, R. H. Garstang. JQSRT, 10, 12, 1347, 1970.
- [38] Г. Грим. Спектроскопия плазмы, 88. Атомиздат, М., 1969.
- [39] Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. Методы исследования плазмы, 57. «Мир», М., 1971.
- [40] В. С. Матвеев. Ж. прикл. спектр., 16, 228, 1972.
- [41] Г. Б. Синярев. Изв. вузов, Машиностроение, 2, 1965.
- [42] G. Echer, W. Kröll. Phys. Fluids, 6, 62, 1963.
- [43] П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 22, 313, 1967.
- [44] Л. И. Гаврилова, А. С. Дойников, В. К. Пахомов. В сб.: Импульсная фотометрия, 3, 105. Машиностроение, Л., 1973.
- [45] В. М. Градов, Б. А. Константинов, А. А. Щербаков. Электронная техника, сер. 10. Квантовая электроника, в. 1, 1976.

Поступило в Редакцию 13 февраля 1976 г.