

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. М. Батенин, В. А. Бурмакин, П. А. Вохмин,  
И. И. Климовский, М. А. Лесной, Л. А. Селезнева,  
Температура газа в лазере на парах меди, *ТВТ*,  
1978, том 16, выпуск 6, 1145–1151

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.239.97.34

10 ноября 2024 г., 13:53:38



УДК 621.375.8

## ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА В ЛАЗЕРЕ НА ПАРАХ МЕДИ

*Батенин В. М., Бурмакин В. А., Возжин П. А.,  
Климовский И. И., Лесной М. А., Селезнева Л. А.*

По доплеровскому уширению линий неона проведено измерение температуры газа на оси разрядной трубки лазера на парах меди. Лазер работает в саморазогревном режиме с частотой следования импульсов возбуждения  $\sim 7$  кГц. Диаметр разрядной трубки 1,2, длина 70 см. При изменении давления буферного газа неона в диапазоне 25—100 мм рт. ст. температура газа меняется в пределах 3900—4500 К. Обсуждение экспериментальных результатов показывает, что высокие значения газовых температур могут быть связаны с контракцией разряда.

В последнее время в литературе, посвященной исследованию лазеров на самоограниченных переходах, появляется все больше экспериментальных работ, в которых приводятся результаты измерений параметров плазмы таких лазеров (см., например, [1—5]). Целесообразность таких исследований определяется прежде всего необходимостью выяснения причин, приводящих к существенному различию между оценками параметров таких лазеров [6—8] и параметрами реально существующих систем.

В предлагаемой работе приводятся результаты измерений температуры газа в лазере на парах меди.

Схематически конструкция лазера представлена на рис. 1. Разрядный объем образуется алунодовой трубкой 1 диаметром 1,2 см, помещенной в теплоизоляционный кожух 2. Герметизация всей системы обеспечивается стеклянной оболочкой 3, к торцам которой приклеиваются оптические окна 4, предназначенные для вывода излучения. Расстояние между кольцевыми электродами 5, расположенными соосно с разрядной трубкой, составляло 70 см. Четыре генератора пара меди 6, размещенные по всей длине алунодовой трубки, обеспечивают равномерное заполнение разрядного объема парами меди. Вакуумная система позволяет работать с различными буферными газами в диапазоне давлений от нескольких сотен Па до 100 кПа.

В схеме возбуждения лазера на парах меди, представленной на рис. 2, использован принцип удвоения напряжения на накопительной емкости  $C_1$  за счет резонансных свойств контура, образованного индуктивностью  $L_1$  и емкостью  $C_1$ . Индуктивность  $L_2$  (7 мГн) шунтирует лазер 1 на время между импульсами возбуждения, обеспечивая тем самым перезарядку накопительной емкости. Разряд накопительной емкости осуществляется с помощью тиратрона 2 ТГИ-2000/35. Схема формирования импульсов, запускающих тиратрон, позволяет регулировать частоту следования импульсов возбуждения от 4 до 10 кГц. Мощность, потребляемая лазером от источника питания, измеряется с помощью киловольтметра и амперметра, расположенных в источнике питания, и может регулироваться в пределах 0,5—2,5 кВт.

Схема измерений температуры газа представлена на рис. 3. Из-за невозможности вывести излучение разряда через боковую стенку регистрировалось излучение, выходящее через торец в том же направлении, что и генерируемое излучение. Интерференционная картина формировалась

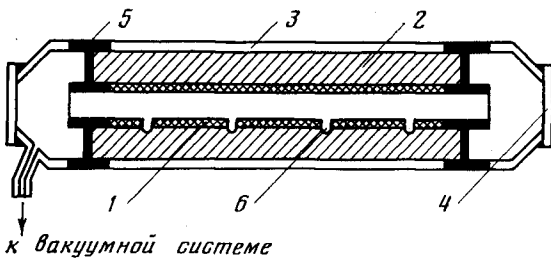


Рис. 1

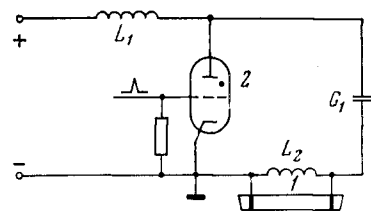


Рис. 2

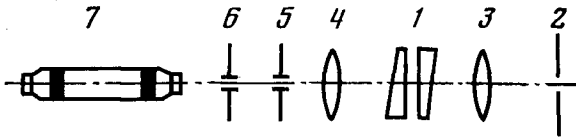


Рис. 3

Рис. 1. Схематическое изображение конструкции лазера: 1 — алундовая трубка; 2 — теплоизоляционный кожух; 3 — стеклянная оболочка; 4 — оптические окна; 5 — кольцевые электроды; 6 — генераторы пара меди

Рис. 2. Схема возбуждения лазера: 1 — лазер на парах меди; 2 — тиратрон ТГИ-2000/35,  $C_1$  — накопительная емкость,  $L_1$  — зарядная индуктивность,  $L_2$  — индуктивность, шунтирующая лазер на время между импульсами возбуждения

Рис. 3. Оптическая схема измерений: 1 — интерферометр Фабри — Перо ИТ28-30; 2 — щель спектрографа; 3, 4 — линзы; 5, 6 — диафрагмы; 7 — лазер на парах меди

интерферометром Фабри — Перо ИТ28-30 (1) и фокусировалась на щели спектрографа 2 с помощью ахроматической линзы 3 с фокусным расстоянием  $f=150$  мм. Линза 4 с фокусным расстоянием  $f=300$  мм использовалась для формирования расходящегося пучка света. С помощью круглых диафрагм диаметром 1 мм на интерферометр подавалось излучение из приосевой зоны разряда, диаметр которой менялся от 1,2 мм на входе трубки до 4 мм на выходе.

В зависимости от условий эксперимента в работе использовались различные спектральные приборы. В области длин волн 250–400 нм спектр регистрировался спектрографом ИСП-30, в области 530–700 нм — спектрографом СТЭ-1.

Время регистрации спектра излучения в зависимости от условий съемки составляло от 30 мин до 2 час. Поскольку за такое время температура и давление воздуха в интерферометре могли меняться, предпринимались специальные меры для термостатирования интерферометра и осуществлялся контроль атмосферного давления.

Фотопластинки микрофотометрировались с помощью денситометра. По стандартной схеме почернения переводились в интенсивности. Расчет полуширины линий проводился по известной методике [9].

Специальные измерения показали, что кривые почернения, полученные путем регистрации собственного излучения исследуемого разряда и угольной дуги, совпадают. Поэтому в большинстве случаев для построения кривых почернения использовалось излучение угольной дуги.

Измерения температуры газа проводились по доплеровскому уширению линий неона, лежащих в области спектра 600–650 нм. В условиях данного эксперимента регистрируемый контур линий излучения является сверткой как искомого доплеровского, так и лоренцовского контуров.

Лоренцовское уширение регистрируемых линий обусловлено целым рядом факторов и может быть представлено в виде

$$\Delta\lambda_{\text{лор}} = \Delta\lambda_{\text{апп}} + \Delta\lambda_{\text{шт}} + \Delta\lambda_{\text{в}} + \Delta\lambda_{\text{ест}} + \Delta\lambda_{\text{рез}}, \quad (1)$$

где члены, стоящие в правой части равенства, обозначают соответственно ширину аппаратного контура интерферометра, штарковское, ван-дер-ваальсовское, естественное и резонансное уширение линий в разряде.

Специальные измерения, проведенные с помощью гелий-неонового лазера на длине волны 632,8 нм и одномодового, одночастотного ионного аргонового лазера на длине волны 530,5 нм, показали, что форма контура интерферометра является лоренцевской с полушириной, составляющей 0,1 от спектрального интервала между порядками.

Ван-дер-ваальсовское уширение линий неона рассчитывалось по [10]. Сопоставление результатов измерений ван-дер-ваальсовского уширения

Таблица 1

$\lambda$ , нм	Переход	Сила осцил. ( $\times 10^3$ )	$\Delta\lambda_{шт} \cdot 10^4$ , нм	$\Delta\lambda_{в} \cdot 10^4$ , нм	$\Delta\lambda_{апп} \cdot 10^3$ , нм	$\Delta\lambda_{изм} \cdot 10^3$ , нм
603,0	$3s^3P_1^0 - 3p^3P_0$	28	—	1	1,8	—
607,4	$- 3p^3P_1$	110	3,5	1	1,8	7,4
609,6	$- 3p^3P_2$	170	3,5	1	1,85	7,4
630,4	$- 3p^1D_2$	42	—	2,5	1,95	—
614,3	$3s^3P_2^0 - 3p^1D_2$	160	3,5	2,5	1,9	—
621,7	$- 3p^3D_1$	21	—	2,5	1,9	7,7
616,3	$3s^3P_0^0 - 3p^3P_1$	240	2,5	1	1,9	—
626,6	$- 3p^1P_1$	450	—	1	1,95	7,8

ряда линий неона [11, 12] с расчетом по [10] показывает хорошее согласие расчета с экспериментом.

Резонансное уширение линий, у которых нижний уровень связан дипольным переходом с основным состоянием, оценивалось по данным работы [11, 12] и оказалось незначительным по сравнению с ван-дер-ваальсовским и штарковским уширением. Естественное уширение линий неона, рассчитанное согласно [13], также мало по сравнению с другими видами уширений.

Штарковское уширение линий неона рассчитывалось на основе экспериментальных данных работы [14].

Результаты расчета и измерения уширения линий неона, используемых для измерения температуры, приведены в табл. 1 для следующих параметров разряда: концентрация электронов  $n_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, давление неона  $p_{Ne} = 13,3$  кПа.

На ширину исследуемых линий могло влиять самопоглощение линий в разряде. Поскольку прямые расчеты заселенностей уровней неона в условиях разряда представляются затруднительными, предпринимались меры, позволяющие контролировать влияние самопоглощения на ширину линий. Во-первых, линии, по которым проводились измерения, отличаются по характеру связи нижнего и верхнего уровней с основным. Так, например, уровни  $3s^3P_0^0$  и  $3s^3P_2^0$  — метастабильные,  $3s^3P_1^0$  — резонансный. Кроме того, различие в силах осцилляторов линий с общим нижним уровнем при наличии самопоглощения должно приводить к существенному различию в полуширине исследуемых линий, что в условиях данного эксперимента не наблюдается. Анализ контуров отдельных линий излучения показывает, что они имеют фойгтовский контур, что также возможно только в условиях отсутствия самопоглощения.

Выделение доплеровской полуширины линий из измеренного контура проводилось на основании таблиц для контура Фойгта [15]. Температура газа вычислялась из соотношения

$$\Delta\lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{T/\mu}, \quad (2)$$

где  $T$  — температура газа, К;  $\mu$  — атомный вес, г · моль<sup>-1</sup>.

Измерения температуры газа на оси разрядной трубки проводились при различных давлениях буферного газа: 13,3; 6,7; 3,3 кПа. Потребляемая от источника питания мощность поддерживалась постоянной, равной

Таблица 2

$\lambda$ , нм	Сила осцил. ( $\times 10^3$ )	Температура газа, К		
		13,3 кПа	6,7 кПа	3,3 кПа
607,4	110	4300	4300	4100
609,6	170	4520	3900	4100
630,4	42	—	3900	4700
603,0	28	—	—	4100
621,7	21	4500	3900	3500
614,3	160	—	4200	—
626,6	450	4700	3900	4700
616,3	240	—	3900	4100
	$T_{cp}$	4500	4000	4200

2 кВт; примерно половина этой мощности вводилась в разряд.

Значения температуры, измеренной по различным линиям неона при различных давлениях буферного газа, представлены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, среднее значение температуры газа при давлении буферного газа 13,3 кПа лежит в области 4500 К. Согласно результатам [16], эта температура близка к предельной температуре для лазера на парах меди.

В работе [7] проведен расчет температуры газа для саморазогревных лазеров в предположении равномерного распределения источников тепла по объему трубки. Оценка температуры газа в центре трубки согласно этому расчету при вкладываемой в разряд мощности, соответствующей данному эксперименту (15 Вт/см), дает значение температуры значительно меньше измеренной.

В связи с этим возникает необходимость определить интервал времени, которому соответствуют измеренные значения температуры, поскольку энерговклад в разряд осуществляется импульсным способом и возможны колебания температуры газа во времени, а также диапазон изменения температуры газа за время между импульсами генерации.

Для определения момента времени, к которому относятся измерения температуры газа по линиям неона, с помощью монохроматора СРМ и ФЭУ измерен временной ход интенсивности этих линий. Измерения показали, что импульс излучения для различных линий неона либо совпадает по длительности с импульсом тока, либо имеет заметное послесвечение. В качестве примера на рис. 4 представлены осциллограммы импульсов тока и излучения для линий неона  $\lambda=609,6$  и  $621,7$  нм. Очевидно, что для тех линий неона, для которых наблюдается временное совпадение импульса излучения и импульса тока, измеренное значение температуры газа соответствует моменту импульса возбуждения. Анализ экспериментальных данных показал, что наличие послесвечения не оказывает влияния на значение измеренной температуры газа. Отсутствие подобного влияния определяется скорее всего тем обстоятельством, что вклад послесвечения в интегральную интенсивность линий незначителен.

Как известно, характерное время обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами  $\tau_p$  определяется соотношением

$$\tau_p = M/2m\nu,$$

где  $M$  — масса атома неона;  $m$  — масса электрона;  $\nu$  — частота соударений электрона с нейтральными атомами.

Сопоставление  $\tau_p$  и длительности импульса возбуждения  $\tau_n$  показывает, что во всем исследованном диапазоне давлений  $\tau_n \ll \tau_p$ , т. е. изменение температуры газа за время импульса возбуждения мало, а измеренные значения температуры являются минимальными ее значениями за период между импульсами возбуждения.

Грубая оценка максимально возможных колебаний газовой температуры за время между импульсами возбуждения может быть сделана на

основе предположений, что вся энергия, вводимая в разряд за один импульс возбуждения, расходуется на нагрев газа

$$Q = c_p \rho \Delta T V, \quad (3)$$

где  $\rho$ ,  $c_p$  — соответственно плотность и удельная теплоемкость неона;  $V$  — разрядный объем.

Расчет в соответствии с формулой (3) даст для неона при  $p = 3,3$  кПа и  $Q = 0,13$  Дж  $\Delta T \approx 700$  К и при  $p = 13,3$  кПа и  $Q = 1,3 \cdot 10^{-1}$  Дж  $\Delta T \approx 200$  К.

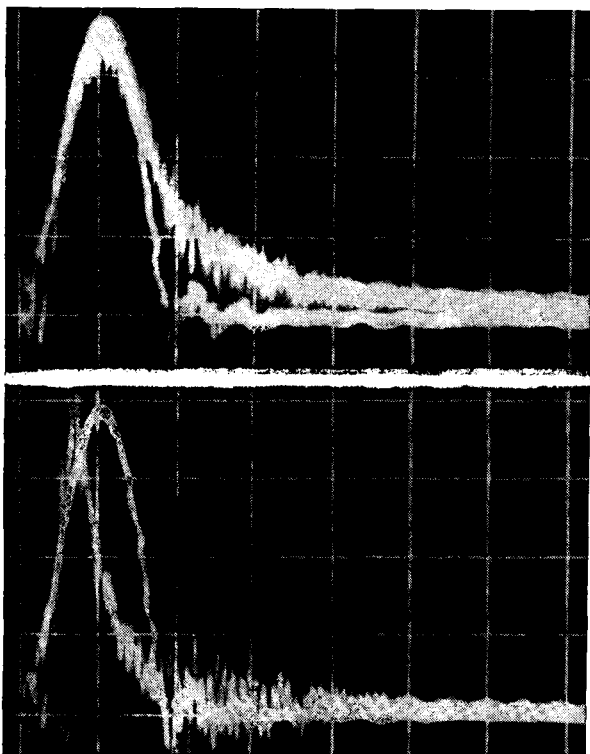


Рис. 4. Осциллограммы импульса тока и излучения неона на длинах волн 621,7 (б) и 609,6 нм (а) для давления буферного газа  $p_{Ne} = 2,7$  кПа. 1 — ток через разряд (чувствительность 60 А/дел); 2 — сигнал с ФЭУ, длительность развертки 100 нс/дел

На самом деле колебания температуры будут ниже из-за теплоотвода и конечности времени передачи энергии от электронов к газу. И, по крайней мере, при высоких давлениях колебаниями температуры можно пренебречь, они малы по сравнению с измеренной температурой.

Единственным из механизмов, способных привести к перегреву газа на оси разрядной трубки, является контракция разряда. Для проверки высказанного предположения проведен расчет распределения температуры газа  $T_r$  в разрядной трубке. При этом предполагалось, что вся энергия равномерно выделяется в области  $r_1 > r > 0$  (область I), где  $r_1$  — радиус разряда, меньший радиуса трубки  $r_2$ .

Удельное энерговыделение  $\rho$  в этой области определяется соотношением

$$\rho = P / \pi r_1^2, \quad (4)$$

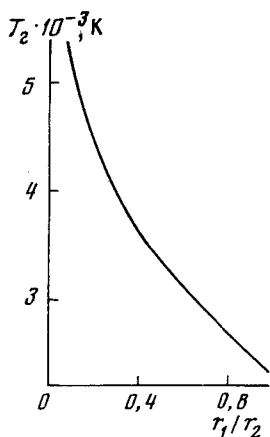


Рис. 5. Расчетная зависимость температуры газа на оси разрядной трубки лазера с буферным газом неоном от соотношения радиуса разряда  $r_1$  к радиусу трубки  $r_2$  при погонной мощности  $P=15$  Вт/см

где  $P$  — мощность, вводимая в разряд на единицу длины разрядной трубки.

Кроме того, для простоты предполагалось, что в области I коэффициент теплопроводности — величина постоянная.

При  $r_2 > r > r_1$  (область II) энергосвободы нет, а коэффициент теплопроводности определяется соотношением [17]

$$\kappa = BV\bar{T}. \quad (5)$$

Уравнение теплопроводности

$$\text{div } \kappa \text{ grad } T + \rho = 0 \quad (6)$$

решалось в цилиндрических координатах для области I и II при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} \partial T / \partial r = 0 \text{ при } r = 0, \quad T = T_{\text{ст}} \text{ при } r = r_2; \\ T(r_1 - 0) = T(r_1 + 0); \quad \kappa(r_1 - 0) \partial T / \partial r(r_1 - 0) = \\ = \kappa(r_1 + 0) \partial T / \partial r(r_1 + 0), \end{aligned}$$

где  $T_{\text{ст}}$  — температура стенки разрядной трубки, равная 1800 К.

В результате решения уравнения (6) получено выражение для температуры газа в области I

$$T = \left( T_{\text{ст}}^{3/2} + \frac{3\rho r_1^2}{4B} \ln \frac{r_2}{r_1} \right)^{2/3} + \frac{\rho r_1^2}{4\kappa} - \frac{\rho r^2}{4\kappa_1}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что температура на оси трубки

$$T_0 = \left( T_{\text{ст}}^{3/2} + \frac{3\rho r_1^2}{4B} \ln \frac{r_2}{r_1} \right)^{2/3} + \frac{\rho r_1^2}{4\kappa}. \quad (8)$$

Зависимость  $T_0$  от соотношения  $r_1/r_2$  для  $P=15$  Вт/см и  $B=3,2 \cdot 10^{-5}$  Вт/см·град<sup>3/2</sup>, представленная на рис. 5, подтверждает предположение, что высокую температуру газа на оси разрядной трубки вполне можно объяснить контракцией разряда.

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Кобзеву за интерес к работе и полезные замечания.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10 V 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Олейник, А. В. Рогожин. Квантовая электроника, 4, 7, 1575, 1977.
2. C. S. Liu, D. W. Feldman, I. L. Pack, L. A. Weaver. IEEE, J. Quant. Electronics, QE-13, 9, 744, 1977.
3. F. I. Hoog, I. R. McNeil, G. I. Collins, K. B. Peterson. J. Appl. Phys., 48, 9, 3701, 1977.
4. Noble M. Nerheim. J. Appl. Phys., 48, 8, 3244, 1977.
5. V. F. Elaev, A. E. Kirilov, Yu. P. Polunin, A. N. Soldatov, V. E. Fedorov. XIII Intern. Conf. Phenom. Ioniz. Gases, 639, p. 2, 1977.
6. А. А. Исаев, Г. Г. Петраш. Тр. Физич. ин-та им. Лебедева, 81, 3, 1975.
7. А. А. Исаев, М. А. Казарян, Г. Г. Петраш. Квантовая электроника, № 6 (18), 112, 1973.
8. А. Е. Елецкий, Ю. К. Земцов, А. В. Родин, А. Н. Старостин. ДАН СССР, 220, № 2, 318, 1975.

9. *И. М. Нагибина, В. К. Прокофьев.* Спектральные приборы и техника спектроскопии. «Машиностроение», Л., 1967.
10. *Г. Грим.* Спектроскопия плазмы. Атомиздат, 1951.
11. *С. И. Крылова, Л. А. Луизова, В. А. Соляникова, А. Д. Хагаев.* Оптика и спектроскопия, 27, 3, 391, 1969.
12. *С. И. Крылова, Л. А. Луизова, А. Д. Хагаев.* Оптика и спектроскопия, 25, 1, 115, 1968.
13. *С. Э. Фриш.* Оптические спектры атомов. Физматгиз, 1963.
14. *N. Konjevic, J. R. Roberts.* J. Phys. and Chem. Ref. Data, 5, 2, 209, 1976.
15. *J. T. Davis, J. M. Vaighan.* Astrophys. J., 137, 1302, 1963.
16. *I. I. Klimovski, P. A. Vokhmin.* XIII Intern. Conf. Phenom. Ioniz. Gases, 635, p. 2, 1977.
17. *Ю. М. Каган, Н. Н. Христов.* Оптика и спектроскопия, 26, 6, 886, 1969.