

УДК 537.868;537.52;533.95

МЕЖРАЗРЯДНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В CuBr-ЛАЗЕРЕ

А. А. Исаев, Ю. С. Леонов

Для плазмы электроразрядного частотного CuBr-лазера квазиоптическим методом определена временная зависимость концентрации электронов в межимпульсном интервале 100 мкс. В основу диагностики положена динамика изменения плазменной частоты. Область частот зондирующего излучения 78 – 133 ГГц. Измеренное изменение плотностей электронов $2 \cdot 10^{14} - 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Изменение электронной температуры: 0.4 – 0.25 эВ.

Изменение плотности электронов $n_e(t)$ в импульсных лазерах на парах металлов исследовано в работах [1 – 4]. Отметим [2, 4], где применен интерферометр Маха-Цандера в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра. Погрешность таких измерений 20% из-за незначительных изменений диэлектрической проницаемости для концентраций $n_e \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, типичных для этих лазеров, и высоких частот зондирующего ИК излучения ($\sim 30 \text{ ТГц}$), далеких от плазменных частот ($\sim 100 \text{ ГГц}$). Поэтому регистрация набега фазы осуществлялась на длине разряда 1.5 м вдоль оси лазера.

В данной работе использовано зондирующее излучение 100 ГГц-го диапазона. Определение $n_e(t)$ проводилось по измерению временной зависимости коэффициента пропускания $K_{12}(t)$ слоя плазмы вблизи плазменной частоты. Действительная часть диэлектрической проницаемости плазмы ϵ на фиксированной частоте зондирующего излучения f проходит последовательно область отрицательных значений, значение 0 и изменяется в пределах $0 < \epsilon < 1$. Определение $n_e(t)$ основано на том, что $K_{12}(t)$ при плотностях электронов, меньших критических, начинает возрастать: плазма “просветляется”. Это позволяет существенно поднять чувствительность измерений поперек разряда в лазере. Такие измерения дают определенные преимущества, так как позволяют определять плотности электронов по длине разряда, которые, при измерениях вдоль, усредняются. Выбор частотного диапазона обусловлен тем, что, например, для $n_e \approx 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

плазменная частота $f_p = (n_e e^2 / \pi m)^{0.5} = 94 \text{ ГГц}$. В работе использован квазиоптический метод [5] на частотах 78 – 133 ГГц. В качестве объекта исследований – импульсно-периодический *CuBr*-лазер в кварцевой саморазогревной газоразрядной трубке.

Целью работы являлось применение методов СВЧ диагностики плазмы поперек разрядной трубки и установление на основе этих данных временной зависимости $n_e(t)$ и оценка временной зависимости электронной температуры $T_e(t)$ в межразрядном интервале, в нашем случае составлявшем 1 – 100 мкс для *CuBr*-лазера.

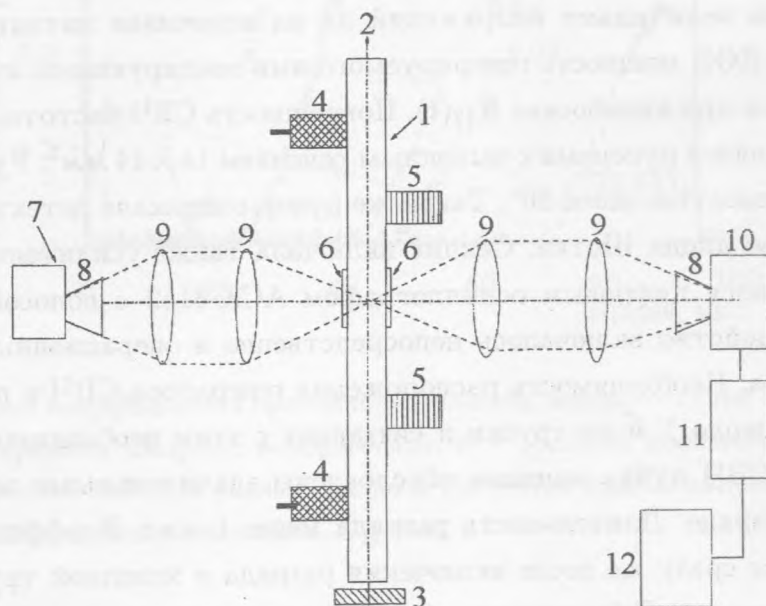


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – лазерная трубка, 2 – направление лазерного пучка, 3 – зеркало, 4 – электроды, 5 – оторостки с бромидом меди, 6 – кварцевые окна, 7 – генератор СВЧ (ЛОВ), 8 – рупора, 9 – линзы (из фторопласта), 10 – детекторная секция (Шотки), 11 – усилитель сигнала, 12 – цифровой осциллограф.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Плазма создавалась в трубке с внутренним диаметром 2 см и длиной разрядной части 30 см. Для диагностики в средней части трубки были впаяны два кварцевых окна толщиной около 3 мм, которые располагались под углом $\approx 15^\circ$ к оси зондирующего пучка СВЧ излучения.

Исследования проведены для следующих условий возбуждения *CuBr*-лазера: рабочая емкость – 1.1 нФ, обостряющая – 0.33 нФ; частота следования импульсов – 10 кГц; средняя мощность возбуждения $\sim 0.6 \text{ кВт}$. Давление буферного газа *Ne* – 30 торр. В режиме саморазогрева при этой мощности возбуждения температура газа на оси разряда около 2000 К. Плотность атомов *Ne* около 10^{17} см^{-3} . Диагностика проводилась

пучком СВЧ излучения, который формировался фторопластовыми линзами. Прошедшее плазму излучение собиралось и фокусировалось на детекторную секцию. Существенно, что в области частот менее 150 ГГц плавленый кварц (материал окон и стенок трубки) обладает незначительными потерями даже с учетом разогрева до 500°C . Поэтому окна или стенки трубки ослабляли падающее СВЧ излучение не более, чем в 2 раза.

Генераторами зондирующего излучения служили пакетированные лампы обратной волны (ЛОВ) мощностью $30 - 50 \text{ мВт}$ марок ОВ71 и ОВ76 "Исток". Значение частот устанавливалось величинами напряжений на их источнике питания. Для различных напряжений на ЛОВ мощность генерируемого ими зондирующего излучения менялась. Это учитывалось при калибровке $K_{12}(t)$. Погрешность СВЧ частоты $\pm 0.1\%$. Вывод сигналов осуществлялся рупорами с выходным сечением $14 \times 14 \text{ мм}^2$. Рупора формировали пучки с расходимостью около 30° . Такой же рупор содержала детекторная волноводная секция на основе диода Шотки. Секция включала также усилитель, сигнал с которого регистрировался цифровым осциллографом АСК-3152 с полосой пропускания 150 МГц . Это устройство включалось непосредственно в операционный блок персонального компьютера. Необходимость расположения генератора СВЧ и детекторной секции на расстоянии около 1 м от трубки и связанная с этим необходимостью формирования зондирующего СВЧ пучка линзами обусловлены значительными электрическими наводками при разряде. Длительность разряда менее 1 мкс . Коэффициент пропускания $K_{12}(t)$ измерялся сразу же после включения разряда в холодной трубке, т.е. в чистом Ne , как буферном газе. При этом, практически одновременно, включался разогрев печек на отростках трубки, содержащих CuBr . Все это дало большое разнообразие данных от момента включения до выхода на так называемый стационарный тепловой режим генерации. Последний характеризуется средней мощностью генерации 2 Вт при напряжении на источнике питания 4 кВ . Именно этот режим представлен в данной работе.

На рис. 2 приведены зависимости $K_{12}(t)$ для различных СВЧ частот. Они построены таким образом, чтобы при отсутствии плазмы в трубке $K_{12} = 1$. За это значение принимался регистрируемый сигнал при кратковременном (несколько секунд) выключении разряда в рабочем режиме. При этом предполагалось, что плазма за это время полностью релаксирует, а тепловой режим газоразрядной трубки изменяется незначительно. Например, для частоты СВЧ 133 ГГц при таком выключении разряда сигнал увеличивался на $\sim 10\%$, а для 78 ГГц – в два раза (на рис. 2 показано стрелками).

Измерения поперек разрядной трубки, проведенные через ее стенку рядом с впаянными плоскопараллельными окнами, практически не отличались от данных, полученных

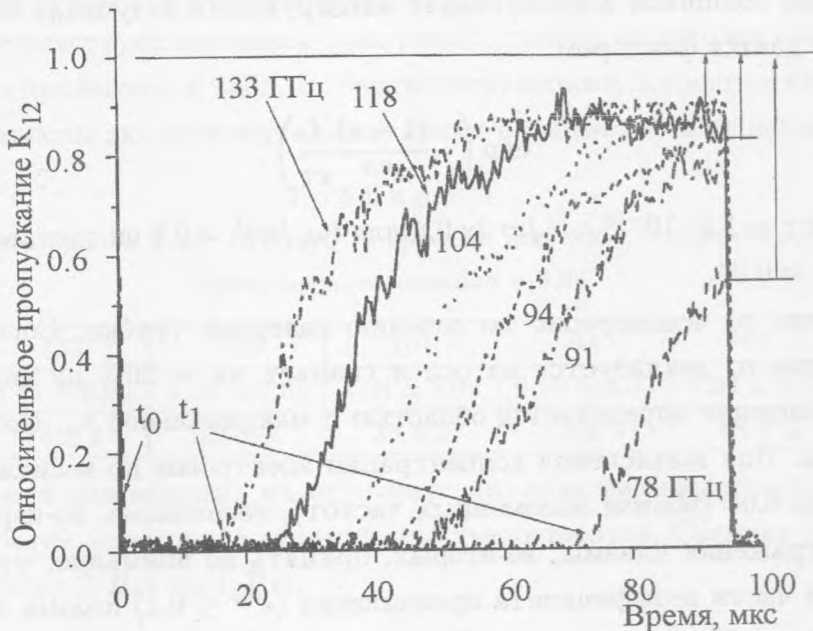


Рис. 2. Осциллограммы коэффициента пропускания плазмы, нормированные на сигнал без разряда. t_0 — момент времени импульса возбуждения, t_1 — времена, соответствующие относительному пропусканию 0.04 для разных частот СВЧ. При кратковременном выключении разряда значение сигнала соответствует $K_{12} = 1$.

в центральной части, где были впаяны окна. Это можно обосновать тем, что в области плазменных частот плазма газоразрядной трубки для СВЧ излучения представляет собой, по своей сути, тонкий слой порядка длины волны, и коэффициент передачи определяется величиной поглощения плазмой, а не геометрическими факторами.

Время релаксации электронов по импульсу в столкновениях с ионами τ оценивалось по формуле [6]:

$$\tau = \frac{\sqrt{2}(T_e(K))^{1.5}}{3.7n_e \ln \Lambda}, \quad \ln \Lambda = 7.5 + 1.5 \lg T(K) - 0.5 \lg n_e. \quad (1)$$

Для величин $n_e \cong 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \cong 3600 \text{ K}$ (0.3 эВ) [2 – 4], $\tau \cong 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Это означает, что в условиях эксперимента при $f \cong 100 \text{ ГГц}$ $\omega\tau \approx 70$ и с огромным запасом выполнено условие $\omega\tau > 1$. Поэтому для комплексного коэффициента преломления N :

$$\epsilon = \text{Re } N^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \quad \text{Im } N^2 = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right) \frac{1}{\omega\tau}.$$

Для слоя плазмы толщиной L пропускание зондирующего излучения без учета отражений от плазмы дается фактором:

$$\exp\left(-\frac{(1-\epsilon)L}{\epsilon^{0.5}c\tau}\right).$$

При $L = 2$ см и $\tau = 1.2 \cdot 10^{-10}$ с, $L/c\tau \approx 0.6$ для $(\omega_p/\omega)^2 = 0.9$ он составляет ≈ 0.15 . Для $(\omega_p/\omega)^2 = 0.1 - \approx 0.94$.

Распределение n_e неоднородно по сечению лазерной трубки. Согласно [4] максимальное значение n_e реализуется на оси и спадает на $\sim 20\%$ на половине радиуса. Вблизи ω_p поглощение определяется областью с максимальной n_e . Поэтому L заменяем на $L' = 1$ см. Для вычисления концентрации электронов по величинам K_{12} при их значениях менее 0.04 (вблизи плазменных частот), необходимо, во-первых, учесть коэффициенты отражения плазмы, во-вторых, принять во внимание, что из-за малости действительной части коэффициента преломления ($\epsilon^{0.5} \leq 0.1$) плазма является рассеивающим элементом. При этом часть СВЧ мощности может не попадать в собирающую линзу 9 (рис. 1).

Дифракционная ширина пучка при $\epsilon^{0.5} \cong 0.25$ и числовой апертуре линз $NA = 0.5$ составляет $\Delta_l = \lambda/\epsilon^{0.5}NA \approx 1.5$ см. Длина волны $\lambda/\epsilon^{0.5} \approx 1.2$ см. Длина каустики $\Delta_f = \lambda/\epsilon^{0.5}(NA)^2 \approx 5$ см. Зондирование фактически происходит плоскопараллельным пучком.

Из-за отражения зондирующего излучения от границ "плазма-кварц", при малых $\epsilon^{0.5}$, величина K_{12} для двух поверхностей $K'_{12} \approx 4\epsilon^{0.5} \cdot 4\epsilon^{0.5} \approx 16\epsilon$. Вклад в ослабление СВЧ излучения из-за дифракции и рассеяния при малых $\epsilon \leq 0.05$ учтем следующим образом. Обозначим угол дифракции $\theta \approx (\lambda/\epsilon^{0.5}L')$. Примем, что при $\epsilon \rightarrow 1$ угол $\theta_0 \approx (\lambda/L')$ обеспечивает попадание всего СВЧ излучения в линзу. Тогда для малых показателей преломления доля потерянного из-за дифракции излучения составляет $(\theta/\theta_0) \cong \epsilon^{0.5}$. Упрощенное выражение для аналитического представления K_{12} при $\epsilon \leq 0.05$ имеет вид

$$K_{12} \leq 16\epsilon^{1.5} \exp\left(-\frac{1}{\epsilon^{0.5}} \frac{L'}{c\tau}\right). \quad (2)$$

Для $\epsilon = 0.05$, $L' = 1$ см, $\tau = 10^{-10}$ с величина $K_{12} \leq 0.04$.

Вычисление концентраций электронов по экспериментальным K_{12} проводилось на основе соотношения $n_e = 0.95(\pi m f^2/e^2)^{0.5}$. Интервал времени отсечки, т.е. времени достижения плазменной частоты, для каждой частоты определялся, как показано на

рис. 2, а именно, путем экстраполяции к сигналу K_{12} на уровне менее 0.01. Для сигнала 0.04, который соответствует временам t_1 на рис. 2, данные по плотностям электронов и временам отсечки приведены в табл. 1 с соответствующими погрешностями измерений. На рис. 3 представлены экспериментальные точки в соответствии с данными таблицы.

Т а б л и ц а 1

Плотности электронов в ед. 10^{14} см^{-3} и времена отсечки, определенные по уровню пропущенного сигнала в 0.04

f, ГГц	133	118	104	94	91	78
$n_e \pm \Delta n_e$,	1.91 ± 0.06	1.50 ± 0.05	1.21 ± 0.04	0.99 ± 0.03	0.93 ± 0.03	0.68 ± 0.03
$t_1 \pm \Delta t_1$, мкс	14 ± 2	23 ± 2	35 ± 2	45 ± 3	48 ± 3	73 ± 4

При уменьшении напряжения на источнике питания лазера, например, до 3.4 кВ величины плотностей электронов существенно уменьшаются. Средняя мощность генерации уменьшается с 2 Вт до 1 Вт.

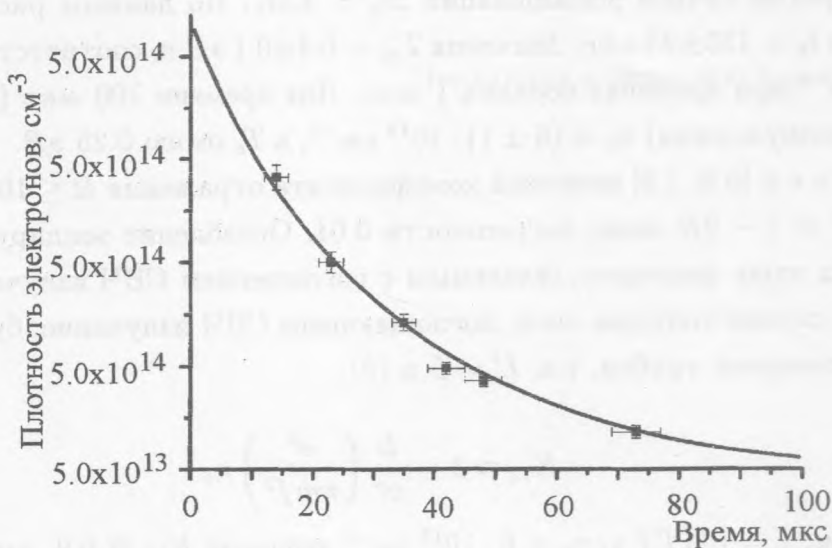
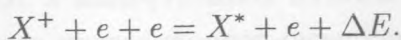


Рис. 3. Временная зависимость изменения n_e в плазме трубки между импульсами. Точки – эксперимент, линия – модель трехчастичной рекомбинации.

Изменение плотности электронов в межимпульсном интервале 1 – 100 мкс, для условий эксперимента, определяется трехчастичной рекомбинацией:



Здесь X^+ ион (главным образом меди), X^* – возбужденное состояние X , а ΔE – энергия, выделившаяся в процессе рекомбинации, которая идет на рекомбинационный подогрев электронов. В такой модели:

$$dn_e/dt = -\beta n_e^3,$$

где $\beta(t) = 5 \cdot 10^{-23} / (T_e(t)[10^3 K])^{4.5} \text{ см}^6/\text{с}$ – константа скорости трехчастичной рекомбинации [6].

Модель трехчастичной рекомбинации позволяет вычислять $T_e(t)$ по $n_e(t)$. Используемый интервал СВЧ частот позволил провести измерения $n_e(t)$ только в диапазоне 14 – 73 мкс. Поэтому в диапазоне 1 – 100 мкс мы использовали простую модель для определения $T_e(t)$. Временное поведение $T_e(t)$ и $n_e(t)$ представлялось экспонентами:

$$n_e(t) = n_{e0} \exp(-t/t_n), \quad T_e(t) = T_{e0} \exp(-t/t_p).$$

В рамках трехчастичной рекомбинации $2t_p = 4.5t_n$. По данным рис. 3 значения $t_n = 60 \pm 10 \text{ мкс}$ и $t_p = 135 \pm 25 \text{ мкс}$. Значения $T_{e0} = 0.4 \pm 0.1 \text{ эВ}$ и, соответственно, $n_{e0} = (2.5 \pm 0.3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при временах порядка 1 мкс. Для времени 100 мкс (перед следующим импульсом возбуждения) $n_e = (6 \pm 1) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а T_e около 0.25 эВ.

В области $\epsilon \in [0.8; 1.0]$ величина коэффициента отражения $R \leq 10^{-2}$. Соответственно, $(1 - R)^2 \cong 1 - 2R$ менее погрешности 0.04. Ослабление зондирующего излучения определяется лишь фактором, связанным с поглощением СВЧ излучения плазмой. Однако в этом случае толщина слоя, поглощающего СВЧ излучение, будет определяться диаметром лазерной трубки, т.е. $L' = L$ в (2):

$$K_{12} \approx 1 - \frac{L}{c\tau} \left(\frac{e^2}{\pi m f^2} \right) n_e.$$

Для $L \cong 2 \text{ см}$, $f = 133 \text{ ГГц}$, $n_e = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ значение $K_{12} \cong 0.9$, что подтверждается данными рис. 2. Это дает возможность проводить исследования $n_e(t)$ на одной СВЧ частоте при $K_{12} \cong 0.8 - 1.0$, а не только в точке отсечки. Отсюда при $t \sim 100 \text{ мкс}$, согласно данным рис. 2 ($K_{12} \cong 0.9$), значение $\tau = 2 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Тогда, согласно (1), получаем $T_e = 2300 \text{ К}$ или 0.2 эВ.

Таким образом, с применением ламп обратной волны на основе квазиоптического способа определения изменения плазменных частот поперек разряда экспериментально измерены временные зависимости концентрации и температур электронов во всем межимпульсном интервале импульсно-периодических лазеров на парах металлов.

На основе модельных представлений, подтвержденных экспериментом, эти данные проэкстраполированы также и на начальный участок междуразрядного интервала.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Б а т е н и н В. М., Б у ч а н о в В. В., К а з а р я н М. А. и др. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М., Научная книга, 1998.
- [2] B a t e n i n V. M., B u r m a k i n V. A., V o k h m i n P. A., et. al. Sov. J Quant. Electron., **7**, 891 (1977).
- [3] B l a u P., S m i l a n s k i I., and R o s e n w a k s S. J. Appl. Phys., **72**, 849 (1992).
- [4] Н о г а н G. P. and W e b b C. E. Maes. Sci. Technol., **8**, 1095 (1997).
- [5] В о л к о в А. А., Г о н ч а р о в Ю. Г., К о з л о в Г. В., Л е б е д е в С. П. Труды ИОФАН, **25**, 3 (1990).
- [6] Р а й з е р Ю. П. Физика газового разряда. М., Наука, 1987.

Поступила в редакцию 5 октября 2004 г.