

# Критические предимпульсные плотности электронов и метастабилей в лазерах на парах меди

А.М.Бойченко, С.И.Яковленко

*На основе подробной модели активной среды лазера на парах меди рассмотрены два механизма срыва инверсии. Один из них обусловлен высокой предимпульсной плотностью метастабилей, другой – высокой предимпульсной плотностью электронов. Показано, что для заданной системы накачки генерация срывается, если начальные плотности метастабилей или электронов превышают некоторые критические значения. Результаты расчетов критической начальной плотности электронов согласуются с предложенными нами ранее простыми оценками.*

**Ключевые слова:** лазер на парах меди, импульсный режим, кинетическая модель.

## 1. Введение

Принципиальный вопрос о том, что ограничивает частоту повторения импульсов в лазерах на парах меди (ЛПМ), до сих пор вызывает споры среди специалистов. В работах Г.Г.Петраша и др. основное ограничение связывается с большой предимпульсной населенностью нижнего метастабильного рабочего состояния атома, в работах П.А.Бохана и др. – с большой предимпульсной плотностью электронов. История вопроса подробно изложена в обзоре [1]. В [2] было показано, что в ЛПМ существует некоторая критическая плотность электронов  $N_{\text{ср}}$ , ограничивающая частоту повторения импульсов. Это ограничение связано с тем, что при  $N_e > N_{\text{ср}}$  температура электронов в течение импульса нагрева плазмы не достигает критического значения  $T_{\text{ср}} \approx 1.5 - 2$  эВ, необходимого для возникновения инверсии. В работе [2] дана простая оценка  $N_{\text{ср}}$  через экспериментально определяемую пиковую плотность тока накачки и параметры плазмы, а также проведены простые расчеты, подтверждающие эту оценку. Расчеты, проведенные в рамках несколько более подробных моделей [3–5], подтверждают результаты [2].

Однако в недавней статье [6], целиком посвященной критическому разбору работы [2], существование критической плотности электронов подвергается сомнению. В связи с этим нам представляется целесообразным еще раз вернуться к этому вопросу и продемонстрировать факт наличия  $N_{\text{ср}}$  в рамках достаточно подробной кинетической модели активной среды.

## 2. Кинетическая модель

Нами была составлена подробная кинетическая модель активной среды, описывающая изменение во времени средних по объему населенностей уровней атомов меди и неона, плотности ионов меди и неона, темпера-

туры электронов и интенсивности лазерного излучения на зеленой и желтой линиях меди. Эта модель строится традиционным способом (см., напр., [7–9]).

### 2.1. Кинетика возбужденных состояний

Описание кинетически возбужденных состояний атомов меди базировалось на использовании данных о скоростях переходов, приведенных в [10]. В модель входили кинетические уравнения баланса населенностей для девяти состояний атома меди:  $\text{Cu}(4^2S_{1/2})$ ,  $\text{Cu}(4s^2^2D_{5/2})$ ,  $\text{Cu}(4s^2^2D_{3/2})$ ,  $\text{Cu}(4^2P_{1/2})$ ,  $\text{Cu}(4^2P_{3/2})$ ,  $\text{Cu}(5^2S_{1/2})$ ; для двух уровней, объединяющих соответственно три состояния ( $\text{Cu}(4^1P^0, 4^1D^0, 4^1F^0)$ )  $\text{Cu}^*$  и четыре ( $\text{Cu}(5^2P_{3/2}, 5^2P_{1/2}, 4^2D_{5/2}, 4^2D_{3/2})$ ) близкорасположенных возбужденных уровня  $\text{Cu}^{**}$ , а также для основного состояния иона меди  $\text{Cu}^+$ . У неона учитывались основное ( $\text{Ne}$ ) и первое возбужденное ( $\text{Ne}^*$ ) состояния атом, а также основное состояние иона неона  $\text{Ne}^+$ .

В работе [10] для получения скоростей возбуждения резонансных и метастабильных уровней переходов использовалась бимаксвелловская функция распределения. Это означает, что использовалась разрывная при 16.6 эВ (энергия первого возбужденного состояния  $\text{Ne}$ ) функция распределения, форма которой до энергии разрыва и после нее соответствует максвелловской, но температуры, соответствующие этой форме, вычислялись отдельно. Условие нормировки на функцию распределения дает величину разрыва. В нашей модели использовалась обычная максвелловская функция распределения по энергиям. Тестовые расчеты показали, что в исследуемом диапазоне параметров при рассмотрении скоростей возбуждения уровней меди результаты обоих подходов практически совпадают.

Скорости реакций с участием неона соответствовали скоростям, использовавшимся нами ранее при моделировании  $\text{XeCl}$ - [13],  $\text{ArF}$ - [14],  $\text{XeF}$ -лазеров [15] (см. также обзор [16]) и  $\text{KrCl}$ -ламп [17, 18], содержащих в качестве буферного газа неон.

Влияние амбиполярной диффузии на плотность электронов учитывалось добавлением в уравнение баланса соответствующего члена:

$$\frac{dN_e}{dt} = \dots - \frac{0.929\mu T_e}{R^2 T_g^{1/2}} N_e + \dots$$

Здесь  $N_e = N_{iCu} + N_{iNe}$  – плотность электронов и  $N_{iCu}$ ,  $N_{iNe}$  – плотности ионов меди и неона в  $\text{см}^{-3}$ ;  $t$  – время в секундах;  $\mu = 7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  – подвижность ионов меди в неоне;  $T_e$ ,  $T_g$  – электронная и газовая температуры в эВ;  $R$  – радиус трубки в см.

## 2.2. Радиационные переходы

Вероятности спонтанных радиационных переходов возбужденных состояний меди рассчитывались по данным [10, 19]. Для переходов в основное состояние учитывалась реабсорбция излучения путем введения фактора ускользания (см., напр., [8]).

В соответствии с экспериментальными ширинами переходов  $\text{Cu}(P_{3/2}) \rightarrow \text{Cu}(D_{5/2})$  ( $\Delta\nu = 6 \text{ ГГц}$ ,  $\lambda = 510.6 \text{ нм}$ ) и  $\text{Cu}(P_{1/2}) \rightarrow \text{Cu}(D_{3/2})$  ( $9 \text{ ГГц}$ ,  $578.2 \text{ нм}$ ), приведенными в [10], использовались следующие сечения усиления для лазерных переходов на линиях с  $\lambda = 510.6$  и  $578.2 \text{ нм}$  соответственно:  $\sigma_{ph} = 3.37 \times 10^{-14}$  и  $2.81 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ .

Рассматривались два уравнения для интенсивности  $I(\lambda)$  каждой линии генерации в нульмерном приближении (подробнее см. [7, 9]):

$$\begin{aligned} \frac{dI(\lambda)}{dt} = & \sigma_{ph}(\lambda)c \left( N_b - \frac{g_b}{g_a} N_a \right) I(\lambda) - \gamma I(\lambda) - wI(\lambda) \\ & + AN_b \frac{\hbar c}{2\pi\lambda} \frac{\Delta\Omega}{4\pi}, \end{aligned}$$

где  $N_b$ ,  $N_a$  – населенности соответственно верхнего и нижнего лазерных уровней;  $\gamma = (c/2l) \ln(1/r_1 r_2)$  – обратное время жизни фотона в резонаторе;  $c$  – скорость света;  $l$  – длина возбужденной среды;  $r_i$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора;  $w$  – коэффициент потерь излучения в резонаторе за счет поглощения в оптических элементах; последний член описывает затравку генерации от спонтанного излучения в телесный угол  $\Delta\Omega$ .

Для рассмотрения инверсии был предусмотрен также режим, при котором индуцированное излучение не влияет на населенности уровней.

## 2.3. Тепловой баланс

Использовалось уравнение теплового баланса для электронов в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} N_e T_e \right) = -Q_{iCu} - Q_{iNe} - Q_{wall} - Q_{\Delta T} + \rho j^2(t). \quad (1)$$

Здесь  $Q_{iCu}$ ,  $Q_{iNe}$  – плотность мощности, затрачиваемой на ионизацию соответственно меди и неона (эти величины выражаются через населенности возбужденных атомных состояний [7–9] и в них учтены процессы возбуждения и девозбуждения уровней, учтенных в модели);

$$Q_{wall} = \frac{5.41 \times 10^4 T_e^{1.5}}{R^2 \sigma_e Ne} \frac{N_e}{N_{Ne}} \text{ Вт/см}^3$$

– мощность теплоотвода на стенки (где  $T_e$  – в эВ,  $\sigma_e Ne(T_e)$  – транспортное сечение упругого столкновения электрона с атомом неона в  $10^{-16} \text{ см}^2$ , слабо зависящее от температуры в области 2 эВ и равное приблизительно  $1.5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$  [20]),  $R$  – радиус трубки в см);

$$Q_{\Delta T} = 2 \left[ \frac{m_e}{m_{Ne}} k_{Ne} N_{Ne} + \frac{m_e}{m_{Cu}} k_{ei} N_e \right] N_e (T_e - T_g)$$

– плотность мощности, затрачиваемой на охлаждение электронов за счет упругих столкновений с атомами неона и ионами меди;  $k_{Ne}$ ,  $k_{ei}$  – скорости упругих столкновений электронов с атомами неона и ионами;  $N_{Ne}$  – плотность атомов неона;  $m_e$  – масса электрона,  $m_{Ne}$ ,  $m_{Cu}$  – массы атома неона и меди;

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \approx \frac{7.5 \times 10^{-2}}{T_e^{1/2}} \left( \frac{1}{T_e} + 5.2 \times 10^{-3} \frac{N_{Ne}}{N_e} T_e \right)$$

– удельное сопротивление плазмы [21] в Ом·см;  $\sigma$  – проводимость плазмы;  $j$  – плотность электрического тока.

Уравнение баланса для температуры газа не рассматривалось, т. к. время интегрирования уравнений не превышает межимпульсный интервал, в течение которого температура газа практически не меняется.

Плотность электрического тока  $j$  через активную среду в модели описывалась двумя способами. В одном случае самосогласованно с решениями кинетических уравнения для концентраций различных реагентов и уравнением баланса для температуры электронов решались также уравнения Кирхгофа для электрической цепи. В другом случае непосредственно использовалась экспериментальная зависимость тока от времени. Это было особенно важно при тестировании кинетической модели по экспериментальным данным.

Нестационарные уравнения для концентраций различных реагентов, уравнения баланса для температуры электронов и (при необходимости) уравнения Кирхгофа для электрической цепи (всего 22 уравнения) решались с помощью пакета программ ПЛАЗЕР [9, 16]. Всего в модели учитывалось 107 кинетических реакций.

## 2.4. О тестировании модели

Тестирование модели было проведено путем ее сопоставления с расчетами, выполненными в работе [10]. Имело место хорошее согласие, несмотря на некоторые различия в моделях, отмеченные выше.

При тестировании модели по экспериментальным данным мы столкнулись с рядом трудностей. Дело в том, что хотя общее число экспериментальных работ по ЛПМ очень велико (см., напр., книги [22, 23]), комплексное измерение параметров активной среды проведено лишь в работах группы Петраша [1, 24–28], группы Пайпера [10] и в диссертации Хогана [29]. Впрочем, данных этих работ тоже не вполне достаточно для полного анализа. Например, в [10] не измерялись начальные предимпульсные концентрации электронов и атомов меди в основном состоянии. При сопоставлениях с расчетами и экспериментальными данными из этой работы в наших расчетах эти концентрации выбирались равными оценочным значениям, использовавшимся в расчетах [10]. Не измерялись также временные зависимости мощностей генерации. В работах [27, 28] не проводилось измерений временных зависимостей концентраций верхнего и нижнего состояний для желтой линии, кроме того, измерения проводились только в режиме усиления слабого сигнала.

Тем не менее при использовании экспериментальных зависимостей тока от времени получено хорошее согласие населенностей уровней меди, плотностей электронов

и мощностей генерации на линиях 510 и 578 нм с имеющимися экспериментальными данными [10, 27–29].

### 3. Влияние начальной плотности электронов и метастабилей меди на срыв генерации

#### 3.1. Электрическая цепь

Для исследования вопроса о существовании критической начальной плотности электронов был выбран один из вариантов трехконтурной электрической цепи (рис.1, см. также [3]). Этой цепи соответствуют следующие уравнения для токов и напряжений:

$$-(L_1 + L_2) \frac{dI_1}{dt} = I_1 R_T - U_1, \quad \frac{dU_1}{dt} = -\frac{I_1 + I_2}{C_1},$$

$$-L_4 \frac{dI_2}{dt} = -U_1 + U_3 - U_2, \quad \frac{dU_2}{dt} = -\frac{I_2}{C_2},$$

$$-L_3 \frac{dI_3}{dt} = I_3 R_d - U_3, \quad \frac{dU_3}{dt} = \frac{I_2 - I_3}{C_c}.$$

Здесь  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  – токи в первом втором и третьем контурах соответственно (при этом ток  $I_3$  протекает через газоразрядную трубку с сопротивлением  $R_d(N_e, T_e)$ );  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  – напряжения на соответствующих конденсаторах.

Уравнения для токов и напряжений в электрической цепи решались совместно с уравнениями кинетики, из которых по найденным температуре и плотности электронов вычислялось сопротивление трубки  $R_d = \rho l/S$ , где  $l = 40$  см – длина трубки,  $S = \pi R^2$  – ее поперечное сечение (радиус трубки  $R = 1$  см). Напряжение на трубке вычислялось по закону Ома:  $U_d = R_d I_3$ .

В качестве начальных условий для цепи бралось напряжение на конденсаторах  $U_1 = U_2 = 14$  кВ; после срабатывания тиратрона Т и изменения знака напряжения на конденсаторе  $C_1$  общее напряжение на двух конденсаторах составляло примерно 28 кВ. Считалось, что в начальный момент времени токи отсутствуют:  $I_1(0) = I_2(0) = I_3(0) = 0$ .

Зависимость сопротивления тиратрона от времени выражалась через временную зависимость тока  $I_1(t)$ , протекающего через тиратрон,

$$R_T(t) = R_0 + R_1 \exp \left[ -\frac{4I_1(t)}{I_0} \right],$$

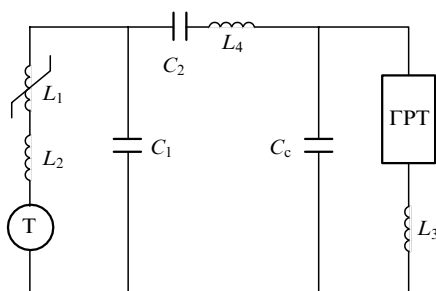


Рис.1. Схема электрической цепи, использовавшаяся в расчетах: ГРТ – газоразрядная трубка; Т – тиратрон;  $L_1 = 27.2$  мкГн,  $L_2 = 1.5$  мкГн,  $L_3 = 3.2$  мкГн,  $L_4 = 20$  нГн – индуктивности;  $C_1 = 1.5$  нФ,  $C_2 = 1$  нФ,  $C_c = 0.235$  нФ – емкости.

в которой использовались следующие параметры:  $R_0 = 5$  Ом,  $R_1 = 2$  МОм,  $I_0 = 1$  А. Зависимость переменной индуктивности от времени тоже выражалась через временную зависимость тока  $I_1(t)$ :

$$L_1(t) = L_1 \exp \left[ -0.1 \left( \frac{I_1(t)}{I_0} \right)^4 \right].$$

Для постоянных индуктивностей и емкостей были взяты следующие значения:  $L_1 = 27.2$  мкГн,  $L_2 = 1.5$  мкГн,  $L_3 = 3.2$  мкГн,  $L_4 = 20$  нГн,  $C_1 = 1.5$  нФ,  $C_2 = 1$  нФ,  $C_c = 0.235$  нФ. В представленных ниже результатах расчетов полагалось, что  $N_{Cu}(0) = 0.6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $N_{Ne} = 1.62 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

#### 3.2. Срыв генерации при повышении начальной плотности электронов

В работе [2] дана оценка критической плотности через экспериментальные значения пикового тока  $j_{max}$ :

$$N_{e,cr} = N_{e,cr}^{(0)} \left[ a + (a^2 + 1)^{1/2} \right]. \quad (2)$$

Здесь

$$N_{e,cr}^{(0)} = \frac{j_{max}}{e} \left( \frac{m_e k_{Ne}(T_{e,cr}) N_{Ne}}{J_{Cu} k_{iCu} N_{Cu}} \right)^{1/2}$$

– критическая плотность для случая, когда проводимость определяется столкновениями с нейтралами;  $a = k_{ei}(T_{e,cr}) N_{e,cr}^{(0)} / (k_{Ne}(T_{e,cr}) N_{Ne})$  – некоторая безразмерная величина, существенная тогда, когда заметный вклад в проводимость вносят кулоновские столкновения;  $k_{iCu}$  (в см<sup>3</sup>/с) – скорость ионизации атомов меди;  $J_{Cu} = 7.73$  эВ – энергии ионизации меди. При этом считалось, что генерация срывается, если в ходе импульса температура электронов не превышает критического значения  $T_{e,cr} \approx 2$  эВ.

Тот факт, что повышенная начальная плотность электронов снижает максимальную температуру электронов в ходе импульса накачки и это приводит к срыву инверсии, иллюстрируют расчеты с использованием нашей подробной модели (рис.2, 3). Действительно, при сравнительно небольшой начальной плотности электронов  $N_e(0) = 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> температура электронов в максимуме существенно превышает  $T_{e,cr}$  и инверсия населенностей имеет место (рис.2). На этом рисунке  $g(P_{3/2}) = 4$  и  $g(D_{5/2}) = 6$  – статвеса соответствующих состояний, начальная плотность электронов  $N_e(0) = 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, начальная плотность метастабильного уровня  $D_{5/2}$   $N_{D_{5/2}}(0) = 2.1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, начальная плотность метастабильного уровня  $D_{3/2}$   $N_{D_{3/2}}(0) = 0.62 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, начальная плотность атомов меди в основном состоянии  $N_{Cu} = 0.6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, концентрация неона  $N_{Ne} = 1.62 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Начальные плотности метастабильных уровней задавались в соответствии с больцмановским распределением, соответствующим температуре электронов 0.31 эВ, которая реализовывалась в послесвечении в момент времени, когда плотность электронов становилась равной  $4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. При большей начальной плотности ( $N_e(0) = 4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>), температура электронов даже в максимуме заметно меньше  $T_{e,cr}$  и инверсия населенностей не имеет места (рис.3).

С целью нахождения критической плотности электронов была проведена серия расчетов с изменением начальной плотности электронов. При этом начальная

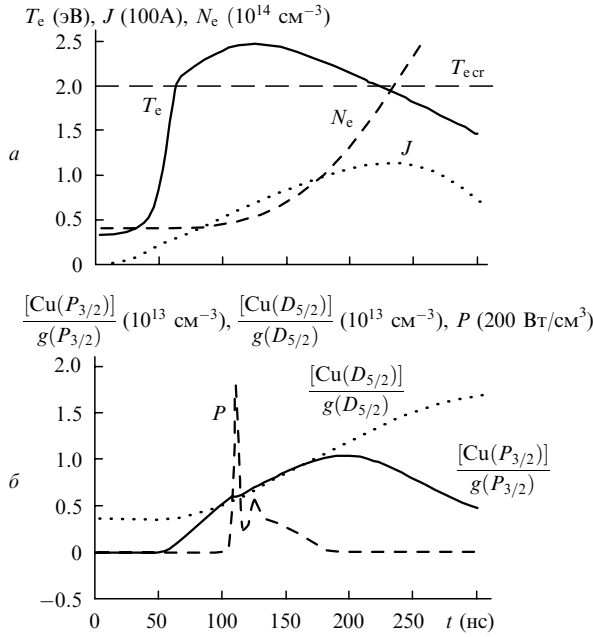


Рис.2. Зависимости от времени температуры электронов  $T_e$ , тока через разрядную трубку  $J$  и плотности электронов  $N_e$  (а), а также населенности резонансного уровня  $[\text{Cu}(P_{3/2})]/g(P_{3/2})$ , населенности метастабильного уровня  $[\text{Cu}(D_{5/2})]/g(D_{5/2})$  и удельной суммарной мощности лазерного излучения в двух линиях  $P$  (б).

плотность метастабилей полагалась равной нулю. Разные начальные плотности электронов соответствуют разным частотам следования импульсов накачки (подробнее см. [2]). Как и следовало ожидать, согласно [2] генерация срывается, когда начальная плотность электронов превышает  $N_{e,cr} \approx 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (см. рис.4).

Сравним этот результат с оценкой, полученной из (2). Для рассматриваемых условий расчета имеем  $j_{\max} = 67.5 \text{ A/cm}^2$ ,  $N_{\text{Cu}} = 0.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{\text{Ne}} = 1.62 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Отсюда из (2) получим  $N_{e,cr} = 2.27 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Это значение хорошо согласуется с результатами расчетов на основе подробной модели ( $N_{e,cr} = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ).

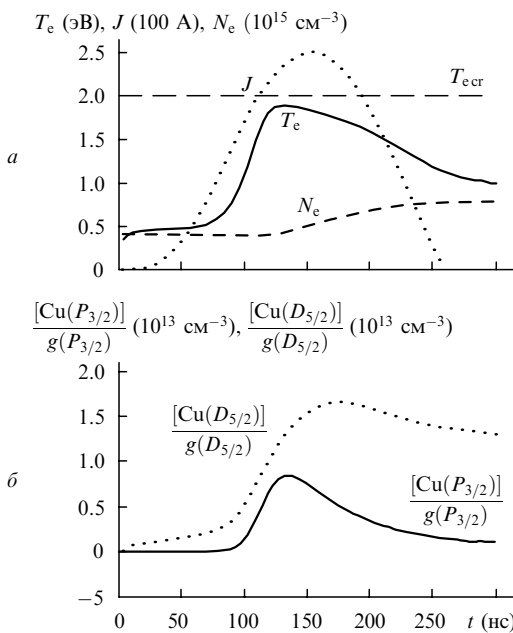


Рис.3. То же, что и на рис.2, при начальной плотности электронов, превышающей критическую,  $N_e = 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Начальные плотности метастабилей полагались равными нулю.

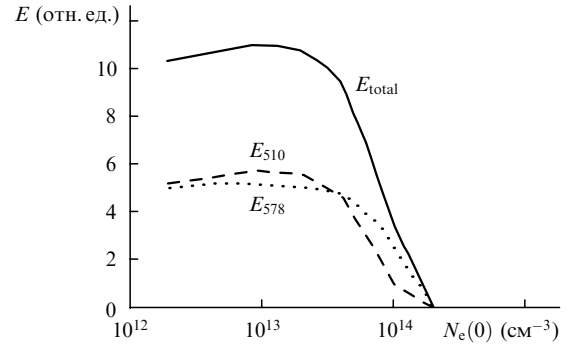


Рис.4. Зависимости лазерной энергии в импульсе  $E$  на линиях 510 и 578 нм, а также суммарной энергии генерации  $E_{\text{total}}$  от начальной плотности электронов. Начальные населенности метастабилей полагались равными нулю.

Итак, полученные результаты подтверждают вывод работы [2] о существовании критического значения предимпульсной плотности электронов, при превышении которого генерация срывается. Более того, оценка критической плотности электронов согласуется с результатами расчетов на основе подробной модели.

### 3.3. Срыв генерации при повышении начальной плотности метастабилей

В другой серии расчетов менялись начальные населенности метастабилей  $N_{D_{5/2}}(t=0)$ ,  $N_{D_{3/2}}(t=0)$  в состояниях  $D_{5/2}$  и  $D_{3/2}$ . Для простоты они полагались следующими:  $N_{D_{5/2}}(t=0) = N_{D_{3/2}}(t=0) = N_m$ . Начальная плотность электронов  $N_e(0) = 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Расчеты показывают, что генерация срывается при достаточно высокой начальной плотности метастабилей  $N_m \approx (2-3) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (рис.5), которая близка к начальной плотности электронов. Расчеты также показали, что при уменьшении начальной плотности электронов в 10 раз (до  $N_e(0) = 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) критическая плотность метастабилей оставалась той же и, следовательно, намного превышала  $N_e(0)$ .

Была проведена также серия расчетов, в которой варьировалась начальная плотность электронов, а начальная плотность метастабилей бралась в соответствии с болцмановским распределением для начальной температуры электронов  $T_e(0)$ . Последняя бралась равной температуре  $T_e(t)$  для того момента послесвечения  $t$ , при котором данная плотность электронов  $N_e(t)$  соответ-

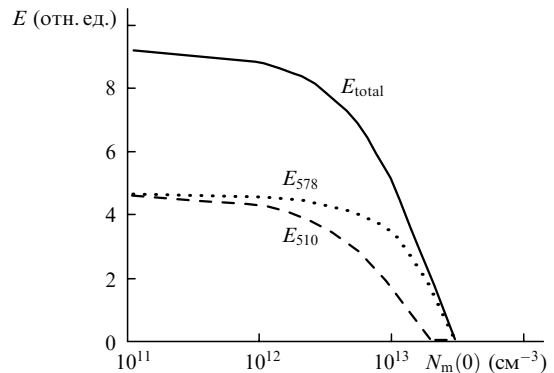


Рис.5. Зависимости энергии генерации  $E$  на линиях 510 и 578 нм, а также суммарной энергии генерации  $E_{\text{total}}$  от начальной плотности метастабилей  $N_m$ . Начальная плотность электронов полагалась равной  $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

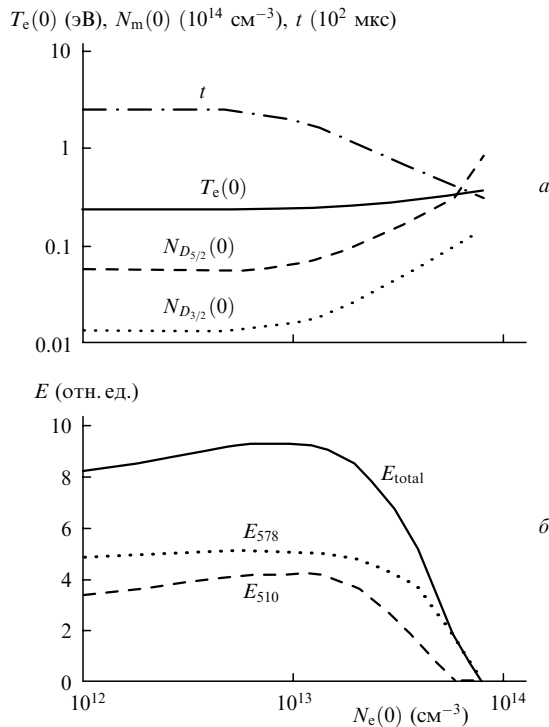


Рис.6. Зависимости от начальной плотности электронов начальной температуры электронов  $T_e(0)$ , начальной населенности метастабильного состояния  $D_{5/2}$  для линии 510 нм  $N_{D_{5/2}}(0)$ , начальной населенности метастабильного состояния  $D_{3/2}$  для линии 578 нм  $N_{D_{3/2}}(0)$  и значения момента времени  $t$ , при котором в решении уравнений для температуры электронов и их концентрации в послесвечении реализуется концентрация электронов, указанная на оси абсцисс (а), а также энергии генерации  $E$  на линиях 510 и 578 нм и суммарной энергии генерации  $E_{\text{total}}$  (б).

увет начальной плотности электронов для импульса накачки  $N_e(0)$ . Зависимости  $N_e(t)$  и  $T_e(t)$  в послесвечении приведены в работе [2]. Расчеты послесвечения, проведенные в рамках представленной здесь модели, совпадают с результатами [2]. При этом вклад амбиполярной диффузии и теплопроводности электронов в зависимости  $N_e(t)$ ,  $T_e(t)$  для трубок радиусом порядка 1 см был менее 5 %.

Результаты расчетов с ненулевой начальной плотностью метастабилей представлены на рис.6. Генерация срывается при меньших (в 2.5–3 раза) начальных плотностях электронов, чем в случае нулевой начальной плотности метастабилей. Для данных условий накачки и плотности атомов меди ограничения, связанные с начальной плотностью метастабилей, оказываются более существенными.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. О механизмах ограничений

Механизм ограничений начальной плотности метастабилей очевиден. Он связан с тем, что в ходе импульса накачки населенность резонансного уровня имеет максимум. Ясно, что если уже начальная населенность метастабильности достаточно велика, то и в течение всего импульса его населенность может быть больше населенности резонансного состояния. Следует, впрочем, отметить, что критическая плотность метастабилей ранее не оценивалась и не вычислялась.

Механизм ограничений по начальной плотности электронов тоже достаточно прозрачен [2]. Он обусловлен тем, что для инверсии необходима довольно большая температура электронов  $T_{e\text{cr}} \approx 2$  эВ, определяемая отношением сечений возбуждения резонансного и метастабильного состояний. При  $T_e < T_{e\text{cr}}$  преобладает заселение метастабилей. Поскольку вводимая в среду энергия ограничена, например, возможностями используемой системы накачки, то при достаточно большой начальной плотности электронов  $N_e(0) > N_{e\text{cr}}$  критическая температура может и не достигаться. Это ясно хотя бы из того факта, что с ростом плотности электронов растет теплоемкость электронного газа. Действительно, даже если предположить, что вся введенная в среду энергия потрачена на нагрев электронов, то при ограниченной энергии источника накачки температура электронов не будет превышать некоторого максимального значения

$$T_{e\text{max}} \sim \rho j_{\text{max}}^2 \Delta t N_e^{-1}, \quad (3)$$

где  $\Delta t$  – характерное время импульса накачки. Причем максимальная температура будет меньше критической температуры, если плотность электронов достаточно велика,

$$N_e > \rho j_{\text{max}}^2 \Delta t T_{e\text{cr}}^{-1}. \quad (4)$$

Разумеется, на самом деле основная доля введенной энергии идет не на нагрев электронов, а на возбуждение и ионизацию атомов меди. Поэтому ограничение на плотность электронов (4) является слишком мягким. Оно лишь демонстрирует факт существования критической плотности электронов при ограниченной энергии источника накачки. Для более точных оценок следует использовать (2).

Изложенное выше представляется достаточно понятным. Неясности могут возникать лишь при выявлении конкретных областей параметров среды и накачки, где преобладает тот или иной механизм. Однако в недавней работе [6] ставится под сомнение само существование критической плотности электронов. Ниже показано, что основные критические положения работы [6] являются результатом недоразумений.

### 4.2. Об оценке критической плотности электронов

Как уже отмечалось, в [2] критическая плотность электронов оценена по экспериментальному значению пикового тока  $j_{\text{max}}$ . В работе [6] исходное для этой оценки уравнение теплового баланса переписано в другом виде, где плотность тока выражена через напряженность поля с помощью закона Ома  $E = j/\sigma$ , и далее утверждается следующее: «Видно, в этом уравнении  $N_{e\text{cr}}$  вообще отсутствует. . . Это означает, что в рамках принятой модели при любом  $N_e$  вводимая мощность при соответствующем выборе  $E$  может превысить потери на ионизацию и вообще любые потери, пропорциональные  $N_e$ , что, в свою очередь, означает, что нет никакого  $N_{e\text{cr}}$  и инверсия может быть получена при любой плотности  $N_e(0)$ . Таким образом, не меняя подхода, мы получили относительно  $N_{e\text{cr}}$  прямо противоположный вывод, учтя зависимость  $j$  от  $N_e$  и выразив вводимую мощность через параметр, задаваемый извне».

Путаница в цитируемом утверждении [6] возникла по следующим причинам. В рамках оценок [2] величина

пикового тока  $j_{\max}$  берется из эксперимента и поэтому является с точки зрения математики независимой переменной. По экспериментальному значению  $j_{\max}$  мы можем сказать, могла ли температура в ходе накачки превысить критическое значение  $T_{\text{ср}}$ . При данном  $j_{\max}$  имеет место такая критическая плотность электронов  $N_{\text{ср}}$ , что если  $N_e(0) > N_{\text{ср}}$ , то температура электронов в ходе накачки не будет выше критической. В рамках рассмотренной модели этот вывод нельзя опровергнуть какими-либо математическими преобразованиями.

В то же время, выразив  $j$  через  $E$ , автор [6] перешел к другой физической модели. В рамках его модели источник накачки может иметь сколь угодно большую мощность. Действительно, при заданном  $E$  плотность мощности, вводимая в среду,  $\sigma E^2 \propto N_e E^2$ , сколь угодно велика, если сколь угодно велико  $N_e$ . Это означает, что если использовать такой подход даже в предельной оценке (3), то плотность электронов тоже выпадет,

$$N_e T_{\text{ср}} \sim \sigma E^2 \Delta t \propto N_e E^2 \Delta t, \quad T_{\text{ср}} \propto E^2 \Delta t,$$

и температура не уменьшится при сколь угодно большой плотности электронов. Такое возможно лишь при сколь угодно большой вводимой энергии.

Итак, в рамках модели [6] получен правильный, хотя и тривиальный ответ: для источника накачки сколь угодно большой мощности нет критической плотности электронов (точнее, она бесконечно велика). Впрочем, этот результат можно было получить из работы [2] сразу, устремив к бесконечности  $j_{\max}$  в выражении (2) для  $N_{\text{ср}}$ . Таким образом, при правильном понимании смысла формул модель работы [6] не опровергает, а подтверждает результаты [2].

#### 4.3. О максимуме вводимой в среду мощности

Отметим, что в работе [6], кроме принципиального недоразумения, обсужденного выше, сделан еще ряд неточных утверждений более частного характера. Например, в [6] сказано следующее: «Отметим также, что в этих формулах, видимо, предполагается, что величина  $j_{\max}^2 / \sigma(T_{\text{ср}})$  есть максимальная мощность, вводимая в среду за все время импульса возбуждения. Однако в типичных условиях работы ЛПМ момент максимума тока вовсе не соответствует максимуму вводимой мощности (см., напр., импульсы тока, напряжения и вводимой мощности в [24, 28, 10]).»

Это утверждение из работы [6] прямо противоречит закону Джоуля–Ленца. Согласно ему вводимая в единицу объема среды мощность дается выражением  $j^2 / \sigma$ , максимум которого соответствует максимальной вводимой удельной мощности. Ведь речь идет не о мощности на лазерной трубке, в которую дают вклад паразитные индуктивности и емкости, а о мощности, вводимой непосредственно в активную среду. Закон Джоуля–Ленца справедлив в той мере, в которой применим закон Ома, не подвергаемый в [6] сомнению.

#### 4.4. О неупругих энергопотерях

В работе [2] скорость неупругих энергопотерь оценивалась как скорость возбуждения резонансного перехода, умноженная на энергию ионизации меди  $J_{\text{иCu}} = 7.73$  эВ (см. формулу (2)). В [6] утверждается, что это достаточно грубое приближение завышает энергопотери. Действительно, в рассматриваемых условиях нельзя строго ввес-

ти скорость неупругих энергопотерь, не зависящую явно от времени. Для адекватного описания процессов ионизации и теплового баланса необходимо рассматривать уравнения баланса населенностей многих возбужденных уровней, как это, например, сделано в настоящей работе. Однако ясно, что минимальная скорость энергопотерь в рассматриваемых условиях есть скорость возбуждения резонансного уровня, умноженная на энергию его возбуждения  $E_{\text{Cu}}^* = 3.8$  эВ. Иначе говоря, отношение использованных в [2] энергопотерь к минимально возможным энергопотерям ( $7.73/3.8$ ) составляет всего лишь  $\sim 2$ . Ясно, что если величина энергопотерь и завышена, то менее чем в два раза. Кроме того, в оценку критической плотности (2) величина  $J_{\text{иCu}}$  входит под знаком квадратного корня, так что погрешность, обусловленная возможным завышением энергопотерь, заведомо не превышает 40%. Это вполне допустимо для упрощенных моделей, цель которых – лишь выявить суть механизма ограничений.

#### 4.5. О сопоставлении с экспериментом

Как уже говорилось выше, для детального моделирования результатов работ [24–28] недостаточно имеющихся экспериментальных данных. Например, не приведены осциллограммы токов для сдвоенного импульса тока. В связи с этим причины срыва инверсии в экспериментах [25] пока нельзя однозначно отнести к тому или иному механизму. Поэтому в работе [2] отношение к интерпретации этих экспериментов выражено достаточно осторожно: «Сказанное не означает, что высокая начальная плотность электронов является в экспериментах [25] единственной причиной срыва генерации при небольшой задержке сдвоенного импульса. Высокая начальная населенность метастабилей также ухудшает условия инверсии».

Однако это осторожное утверждение при цитировании в [6] искажено так, что его смысл стал диаметрально противоположным. Были опущены слова «Сказанное не означает» и заменены фразой «Из этого делается вывод». Фраза о влиянии метастабилей также опущена.

Результаты экспериментов [25] в работах [1, 6] используются как основное доказательство того, что наиболее существенным ограничением на частоту повторения импульсов служит не критическая плотность электронов, а начальная плотность метастабилей. Действительно, согласно данным этих работ, при повышенной начальной плотности метастабилей инверсия исчезает. Однако из этого еще не следует, что срыв инверсии произошел только из-за высокой начальной плотности метастабилей. Чтобы прямо это продемонстрировать, мы провели расчеты, в которых начальная плотность метастабилей срывает инверсию, а затем уменьшили начальную плотность электронов, после чего инверсия опять возникла. Так, например, при начальной плотности электронов  $8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  генерация на линии 510 нм срывается, когда начальная плотность метастабилей достигает  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , но при уменьшении плотности электронов до  $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и той же начальной плотности метастабилей генерация возникает снова.

#### 5. Заключение

Итоги данной работы можно сформулировать следующим образом.

Составлена подробная модель кинетических процессов в ЛПМ. Она тестировалась путем сопоставления с более ранними расчетами и с наиболее подробными результатами комплексных измерений параметров плазмы.

Результаты расчетов подтверждают вывод работы [2] о том, что для заданной системы накачки имеет место критическая начальная плотность электронов, при превышении которой генерация в ЛПМ срывается. Результаты расчетов согласуются с оценками, предложенными в [2]. Расчеты показывают также, что имеет место и критическая начальная плотность метастабилей. Ограничения, обусловленные большими начальными плотностями электронов и метастабилей, взаимосвязаны и могут конкурировать друг с другом.

Анализ основных положений работы [6], целиком посвященной критике работы [2], показал, что эта критика основана на ряде недоразумений, поэтому отрицание существования критической начальной плотности электронов в работе [6] несостоятельно.

Вопрос о существовании критической плотности электронов представляется важным, поскольку смягчение ограничений, связанных с предымпulseными плотностями электронов и метастабилей, должно реализовываться разными способами [2].

Авторы признательны Г.Г.Петрашу за предоставление диссертации [29], а также А.А.Исаеву за предоставление данных экспериментов в оцифрованном виде. Это позволило провести более подробное тестирование использованной здесь кинетической модели.

1. Petrash G.G. *Laser Phys.*, **10**, 994 (2000).
2. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **30**, 501 (2000).
3. Yakovlenko S. I. *Laser Phys.*, **10**, 1009 (2000).
4. Бойченко А.М., Жданев О.В., Яковленко С.И. *Материалы II Всерос. научн. конф. «Молекулярная физика неравновесных систем»* (Иваново, 2000, с. 28–38).
5. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Zhdaniev O.V., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **11** (в печати).
6. Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 407 (2001).
7. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Под ред. В.Е.Фортова) (М.: Наука, МАИК Наука/Интерпериодика, 2000, т. 4, с. 262).
8. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
9. Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов. *Труды ИОФАН*, **21** (1989).
10. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
11. Carman R.J. In *Pulsed metal vapour lasers* (C.E.Little, N.V.Sabotinov, Eds) (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996, p. 203-214).
12. Carman R.J. *J. Appl. Phys.*, **82**, 71 (1997).
13. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **16**, 278 (1989).
14. Boichenko A.M., Derzhiev V.I., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **2**, 210 (1992).
15. Boichenko A.M., Karelin A.V., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **5**, 80 (1995).
16. Boichenko A.M., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10**, 1159 (2000).
17. Бойченко А.М., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **23**, 344 (1996).
18. Boichenko A.M., Skakun V.S., Sosnin E.A., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10**, 540 (2000).
19. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (М., Энергоатомиздат, 1986).
20. Месси Г., Бархоп Е. *Электронные и ионные столкновения* (М.: изд-во ИЛ, 1958).
21. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
22. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов* (Новосибирск: Наука, 1985).
23. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М.: Научная книга, 1998).
24. Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.М., Маркова С.В., Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **13**, 2302 (1986).
25. Казаков В.В., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пиет В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б. *Квантовая электроника*, **15**, 2510 (1988).
26. Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пезт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **16**, 1173 (1989).
27. Исаев А.А., Петраш Г.Г. *Труды ФИАН*, **212**, 93 (1991).
28. Isaev A.A., Petrash G.G. *Proc. SPIE*, **2110**, 2 (1993).
29. Hogan G. *PhD (Phys) Thesis* (Wolfson College, Oxford; Trinity Term, Univ. Oxford, 1993).