

УДК 621.375

## СВЯЗЬ ПРЕДИМПУЛЬСНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ И ЗАСЕЛЕННОСТИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ УРОВНЕЙ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ

Г. Г. Петраш

*Рассматривается влияние предимпульсной плотности электронов и населенности нижнего лазерного (метастабильного) уровня на характеристики генерации импульсного лазера на парах меди. При анализе их влияния обращается внимание на необходимость учета взаимосвязи этих параметров. Подчеркивается, что влияние предимпульсной плотности электронов зависит от скорости нагрева электронов в начале импульса возбуждения. Рассмотрены условия, определяющие скорость нагрева электронов и способы уменьшения влияния этого параметра.*

В течение длительного времени в литературе и на семинарах и конференциях не затухает дискуссия о том, как влияют предимпульсные параметры плазмы и предимпульсная заселенность нижних лазерных (метастабильных) уровней на характеристики генерации импульсного лазера на парах меди (ЛПМ), генерирующего на переходах с резонансных на метастабильные уровни (R-M переходы), в частности на достижимую частоту повторения импульсов этого лазера. Краткая история обсуждения этого вопроса изложена в [1, 2], где рассматривались процессы, определяющие достижимую частоту повторения импульсов. Однако эти же процессы определяют и другие предельные характеристики лазеров, так что их анализ важен для понимания перспектив и путей дальнейшего развития этих лазеров.

Попытка теоретического анализа влияния на характеристики генерации предимпульсных величин плотности электронов и заселенности метастабильных уровней была впервые предпринята, насколько известно автору, в работе [3]. В последнее время были

предприняты новые попытки теоретического анализа этой проблемы [4–6]. Во всех этих работах анализ влияния предимпульсной плотности электронов  $n_e(0)$  и предимпульсной заселенности метастабильных уровней  $N_m(0)$  выполнялся путем изменения одной из этих величин в определенное число раз по отношению в величине этого параметра, соответствующей расчету по принятой модели, с последующим расчетом кинетики разряда и заселения уровней, а также характеристик генерации в следующем импульсе. Это, конечно, как признают авторы [4], означает отступление от самосогласованной модели, что может приводить к ошибочным результатам и выводам. По сути дела такой подход не относится к реальной ситуации, так как величины  $n_e(0)$  и  $N_m(0)$  в лазере на парах меди взаимосвязаны и не могут изменяться независимо. Он имел бы смысл, если бы был указан такой процесс, который изменял бы один из этих параметров, оставляя другой неизменным.

Дело в том, что для лазера на парах меди предимпульсные  $n_e(0)$  и  $N_m(0)$  определяются взаимосвязанными процессами релаксации плазмы в межимпульсные периоды. Эта взаимосвязь рассматривалась еще в 1978 г. в работе [7]. В дальнейшем процессы рекомбинации плазмы рассматривались во многих работах. Обзор работ по теоретическому моделированию лазера на парах меди см. например в [8].

Общепринято, что распад плазмы в лазере на парах меди обусловлен процессом трехчастичной рекомбинации, скорость которой резко зависит от плотности  $n_e$  и в особенности от температуры электронов  $T_e$ :

$$dn_e/dt = -\alpha n_e^2 N^+ \approx -\alpha n_e^3 \alpha \sim T_e^{-9/2}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент трехчастичной рекомбинации,  $N^+$  – плотность положительных ионов. При этом обычно предполагается, что  $N^+ = n_e$ .

Температура электронов в течение большей части межимпульсного интервала и непосредственно перед следующим импульсом определяется с одной стороны энергией, приобретаемой электронами в процессе рекомбинации (рекомбинационный подогрев), а с другой стороны охлаждением электронов в процессе упругих столкновений с буферным газом и отчасти с ионами. Поэтому  $n_e(t)$  и  $T_e(t)$  связаны между собой и не могут изменяться независимо. Величина же  $N_m(t)$ , как показали многочисленные эксперименты и расчеты, определяется столкновениями с остывающими электронами [1, 2] и большую часть межимпульсного интервала, включая моменты перед следующим импульсом возбуждения, “следит” за изменением  $T_e$  и близка к равновесной с  $T_e$  заселенности:

$$N_m/g_m \approx \exp(-E_m/kT_e) N_0/g_0, \quad (2)$$

где  $N_0$  – заселенность основного состояния,  $E_m$  – энергия метастабильного уровня, а  $g_0$  и  $g_m$  – стат. веса соответствующих уровней.

Таким образом,  $n_e(t)$ ,  $T_e(t)$  и  $N_m(t)$  взаимосвязаны в силу особенности процесса рекомбинации и не могут изменяться независимо.

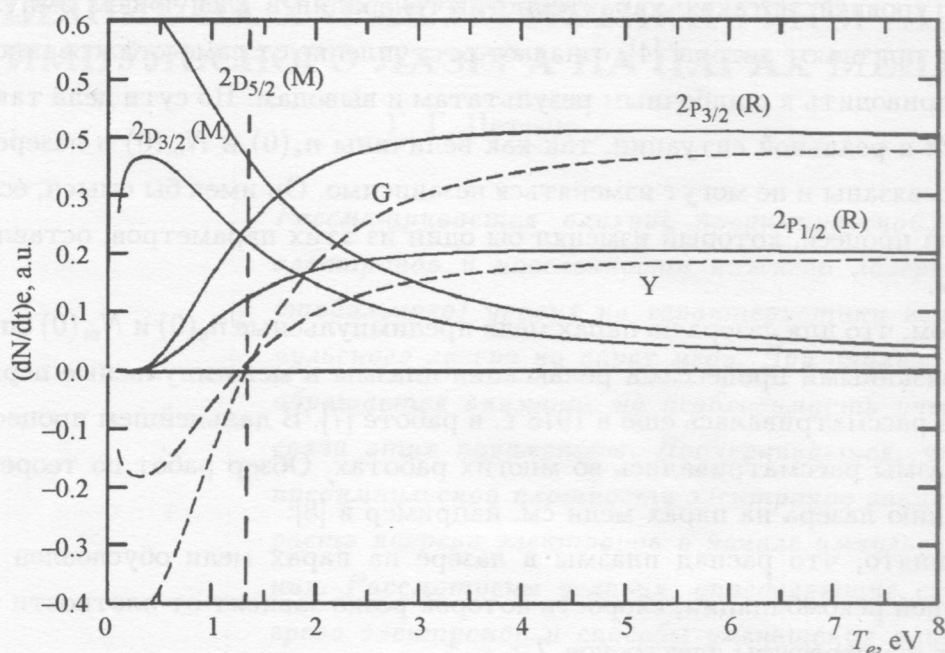


Рис. 1. Относительные скорости накачки лазерных уровней атома меди электронами с основного состояния атома как функция температуры электронов. Пунктирные кривые – разность скоростей накачки верхнего и нижнего лазерного уровня с учетом стат. весов уровней.  $G$  – для зеленой линии;  $Y$  – для желтой линии [12].

*Влияние  $n_e(0)$  и  $N_m(0)$  на характеристики генерации ЛПМ.* Влияние  $N_m(0)$  очевидно, поскольку наличие населенности нижнего лазерного уровня перед началом импульса возбуждения всегда будет ухудшать условия создания инверсии. Это влияние будет сказываться не только в одном импульсе, но и в последующих. Чем больше  $N_m(0)$ , тем больше для создания инверсии нужно затратить энергии на возбуждение верхнего уровня. Увеличение вкладываемой энергии приводит к дополнительному нагреву газа, а значит и к росту равновесной  $N_m$ , а также к увеличению ионизации металла, что ведет к увеличению рекомбинационного подогрева электронов в межимпульсные периоды. Все это ухудшает условия для генерации, а то и приводит к ее срыву.

Влияние  $n_e(0)$ , согласно общепринятому сейчас мнению, связано с недостаточно быстрым нагревом электронов в начале импульса возбуждения [9–11]. На рис. 1 приведены скорости возбуждения электронами верхнего и нижнего лазерных уровней меди.

В начале импульса существует период времени, в течение которого  $T_e$  меньше, чем  $\check{T}_e$ . Ниже  $\check{T}_e$  скорость возбуждения верхнего лазерного уровня меньше, чем нижнего (с учетом стат. веса). Для атома меди  $\check{T}_e \approx 1.3$  эВ для обеих линий генерации [12]. В период времени, когда  $T_e < \check{T}_e$ , больше заселяются М-уровни, так что к моменту  $T_e = \check{T}_e$  к  $N_m(0)$  добавляется  $\Delta N_m$ . Таким образом, влияние  $n_e(0)$  сводится к увеличению  $N_m$ . Характеристики генерации зависят от суммы  $N_m(0) + \Delta N_m$ , т.е. в общем случае и от  $N_m(0)$  и от  $n_e(0)$ . Какой из этих параметров влияет больше, зависит от условий работы лазера. Преимущественное влияние  $n_e(0)$ , на чем настаивают некоторые авторы, соответствует предположению  $\Delta N_m \gg N_m(0)$ . Отметим, что увеличение  $N_m(0) + \Delta N_m$  приводит к тем же последствиям, которые мы упоминали, рассматривая влияние  $N_m(0)$ .

В реальном ЛПМ из-за высокой температуры стенки ( $T_w$ ) разрядной трубки (ГРТ) и заметно более высокой температуры газа  $T_g$ , величина  $N_m(0)$  оказывается существенной, и ее можно уменьшить, только уменьшая вводимую мощность, т.е. жертвуя средней мощностью генерации. Хорошо известно, что увеличение вводимой средней мощности, и, следовательно, средней мощности генерации, ограничено перегревом активной среды.

Что касается величины  $\Delta N_m$ , то она сильно зависит от характеристик ГРТ и системы импульсного питания. Собственно, влияние  $n_e(0)$  определяется тем, насколько велика  $\Delta N_m$  и как она зависит от характеристик ГРТ и условий возбуждения в начале импульса тока. Другими словами, вопрос сводится к тому, можно ли быстро нагреть электроны до температуры  $\check{T}_e$  и выше и насколько при этом вырастет  $N_m$ . Поэтому важно выяснить, чем определяется нагрев электронов в начале импульса возбуждения.

*Нагрев электронов в начале импульса возбуждения.* Нагрев электронов описывается выражением:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_e T_e \right) = \frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} + \frac{3}{2} T_e \frac{dn_e}{dt} = \sigma E^2 - n_e \sum_{ij} q_{ij} N_i \varepsilon_{ij} + n_e \sum_{ij} q_{ji} N_j \varepsilon_{ij}. \quad (3)$$

Здесь  $n_e$  – плотность электронов,  $T_e$  – температура электронов,  $\sigma$  – проводимость,  $E$  – поле в плазме,  $N_i$  – плотность  $i$ -й компоненты,  $q_{ij}$  – константа скорости соответствующего процесса,  $\varepsilon_{ij}$  – энергия, теряемая или приобретаемая электроном в данном процессе.

После преобразования получим:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} \frac{\sigma E^2}{n_e} - T_e \frac{d \ln n_e}{dt} - \frac{2}{3} \sum_{ij} q_{ij} N_i \varepsilon_{ij} + \frac{2}{3} \sum_{ji} q_{ji} N_j \varepsilon_{ij}. \quad (4)$$

Два последних члена в (4) не зависят от  $n_e(0)$ .

Член  $T_e \frac{d \ln n_e}{dt}$  соответствует уменьшению нагрева электронов, если  $n_e$  растет, и увеличению нагрева, если  $n_e$  уменьшается. Часто в начале разряда  $n_e = n_e(0) \exp(t/\tau) \tau = \text{const}$ . В этом случае этот член есть  $T_e n_e(0)/\tau$ .

Нагрев электронов в основном определяется членом

$$\frac{2}{3} \frac{\sigma E^2}{n_e} = \frac{2e^2}{3m_e} \frac{E^2}{\nu_{Ne} + \nu_{Cu} + \nu_{ei} + \nu_{H_2}}. \quad (5)$$

Здесь  $\nu_k = q_{ek} N_k$  – частота упругих столкновений электрона с  $k$ -ым компонентом смеси,  $\nu_{ei} = \frac{2.616 N^+ \ln \Lambda}{(T_e [K])^{1/2}}$  – частота упругих столкновений электрона с ионами,  $\ln \Lambda \approx 10$ .

Это выражение записано для смеси Ne-Cu-H<sub>2</sub>. Типичная концентрация H<sub>2</sub> – 2%.

В таблице 1 даются оценки частот столкновений, входящих в (5) для  $T_e$  от 0.2 до 1.4 эВ.

*Оценки частот столкновений электрона с компонентами смеси.*

$$N_{Ne} = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, N_{Cu} = 10^{15} \text{ см}^{-3}, N^+ = 10^{13} \text{ см}^{-3}, N_{H_2} = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$$

$T_e, \text{ eV}$	$\nu_{Ne}, \text{ с}^{-1}$	$\nu_{Cu}, \text{ с}^{-1}$	$\nu_{Ne} + \nu_{Cu}, \text{ с}^{-1}$	$\nu_{ei}, \text{ с}^{-1}$
0.2	$3.70 \cdot 10^8$	$3.85 \cdot 10^8$	$7.55 \cdot 10^8$	$2.33 \cdot 10^9$
0.4	$6.84 \cdot 10^8$	$8.49 \cdot 10^8$	$1.53 \cdot 10^9$	$8.22 \cdot 10^8$
1.0	$1.40 \cdot 10^9$	$9.16 \cdot 10^8$	$2.31 \cdot 10^9$	$2.08 \cdot 10^8$
1.4	$1.81 \cdot 10^9$	$7.94 \cdot 10^8$	$2.60 \cdot 10^9$	$1.25 \cdot 10^8$

Принятая здесь плотность неона примерно соответствует давлению 30 Торр, а плотность ионов, равная  $n_e(0)$ , – типичной предимпульсной величине. При 2% водорода его вклад по оценкам мал и здесь не учитывается.

Как видно из таблицы, в принятых условиях плотность положительных ионов  $N^+ \approx n_e(0)$  заметно влияет на проводимость, и значит на  $dT_e/dt$ , только при низкой  $T_e \approx 0.2$  эВ. С ростом  $T_e$  выражение (5) все меньше зависит от  $n_e(0)$ .

Что касается промышленных лазеров на парах меди производства НПО “Исток”, то в них давление неона значительно выше (до 300 Торр) [13–14], так что для них выражение (5) практически не зависит от  $n_e(0)$ .

Рассмотрим теперь влияние второго члена справа в (4) –  $T_e \frac{d \ln n_e}{dt}$ . Величина  $T_e$  до достижения  $\dot{T}_e$  меняется от 0.2 до 1.3 эВ, т.е. в 6.5 раз. Величина же  $\frac{d \ln n_e}{dt}$  определяется скоростью роста  $n_e$ . В начале импульса возбуждения, в период до  $T_e = \dot{T}_e$  скорость

Два последних члена в (4) не зависят от  $n_e(0)$ .

Член  $T_e \frac{d \ln n_e}{dt}$  соответствует уменьшению нагрева электронов, если  $n_e$  растёт, и увеличению нагрева, если  $n_e$  уменьшается. Часто в начале разряда  $n_e = n_e(0) \exp(t/\tau) \tau = \text{const}$ . В этом случае этот член есть  $T_e n_e(0)/\tau$ .

Нагрев электронов в основном определяется членом

$$\frac{2}{3} \frac{\sigma E^2}{n_e} = \frac{2e^2}{3m_e} \frac{E^2}{\nu_{Ne} + \nu_{Cu} + \nu_{ei} + \nu_{H_2}}. \quad (5)$$

Здесь  $\nu_k = q_{ek} N_k$  – частота упругих столкновений электрона с  $k$ -ым компонентом смеси,  $\nu_{ei} = \frac{2.616 N^+ \ln \Lambda}{(T_e [K])^{1/2}}$  – частота упругих столкновений электрона с ионами,  $\ln \Lambda \approx 10$ .

Это выражение записано для смеси Ne-Cu-H<sub>2</sub>. Типичная концентрация H<sub>2</sub> – 2%.

В таблице 1 даются оценки частот столкновений, входящих в (5) для  $T_e$  от 0.2 до 1.4 эВ.

*Оценки частот столкновений электрона с компонентами смеси.*

$$N_{Ne} = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, N_{Cu} = 10^{15} \text{ см}^{-3}, N^+ = 10^{13} \text{ см}^{-3}, N_{H_2} = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$$

$T_e, \text{ eV}$	$\nu_{Ne}, \text{ с}^{-1}$	$\nu_{Cu}, \text{ с}^{-1}$	$\nu_{Ne} + \nu_{Cu}, \text{ с}^{-1}$	$\nu_{ei}, \text{ с}^{-1}$
0.2	$3.70 \cdot 10^8$	$3.85 \cdot 10^8$	$7.55 \cdot 10^8$	$2.33 \cdot 10^9$
0.4	$6.84 \cdot 10^8$	$8.49 \cdot 10^8$	$1.53 \cdot 10^9$	$8.22 \cdot 10^8$
1.0	$1.40 \cdot 10^9$	$9.16 \cdot 10^8$	$2.31 \cdot 10^9$	$2.08 \cdot 10^8$
1.4	$1.81 \cdot 10^9$	$7.94 \cdot 10^8$	$2.60 \cdot 10^9$	$1.25 \cdot 10^8$

Принятая здесь плотность неона примерно соответствует давлению 30 Торр, а плотность ионов, равная  $n_e(0)$ , – типичной предимпульсной величине. При 2% водорода его вклад по оценкам мал и здесь не учитывается.

Как видно из таблицы, в принятых условиях плотность положительных ионов  $N^+ \approx n_e(0)$  заметно влияет на проводимость, и значит на  $dT_e/dt$ , только при низкой  $T_e \approx 0.2$  эВ. С ростом  $T_e$  выражение (5) все меньше зависит от  $n_e(0)$ .

Что касается промышленных лазеров на парах меди производства НПО “Исток”, то в них давление неона значительно выше (до 300 Торр) [13–14], так что для них выражение (5) практически не зависит от  $n_e(0)$ .

Рассмотрим теперь влияние второго члена справа в (4) –  $T_e \frac{d \ln n_e}{dt}$ . Величина  $T_e$  до достижения  $\dot{T}_e$  меняется от 0.2 до 1.3 эВ, т.е. в 6.5 раз. Величина же  $\frac{d \ln n_e}{dt}$  определяется скоростью роста  $n_e$ . В начале импульса возбуждения, в период до  $T_e = \dot{T}_e$  скорость

ионизации не должна быть большой, поскольку константы скорости ионизации при таких  $T_e$  малы. Константы скорости ионизации при 1.3 эВ составляют примерно [15]: с основного состояния атома меди  $- 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}/\text{с}$ , а с метастабильного уровня  $4s^2 \ ^2D_{5/2} - 6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}/\text{с}$  и быстро падают с уменьшением  $T_e$ . Перед импульсом возбуждения заметная населенность присутствует только на основном состоянии и на метастабильных  $4s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$ . При этом населенность метастабильных уровней в типичном случае примерно на два порядка меньше, чем на основном. Таким образом, в самом начале импульса возбуждения имеет место только прямая ионизация с очень малой скоростью. Ступенчатая ионизация через резонансные уровни  $4p \ ^2P_{3/2,1/2}$  начинает играть заметную роль только после того, как на резонансных уровнях накопится значительная населенность. Поэтому до достижения  $T_e = \dot{T}_e$  следует ожидать малое изменение  $n_e$  и малую величину члена  $T_e \frac{d \ln n_e}{dt}$ . Соответственно, можно ожидать, что при достаточно быстром нарастании поля  $E$  в активной части разряда, где присутствуют пары металла, увеличение  $N_m$  до момента  $T_e = \dot{T}_e$  может быть незначительным.

Таким образом, скорость нагрева электронов в активной части разряда в начале импульса возбуждения квадратично растет с ростом поля в плазме и мало зависит от  $n_e(0)$ . При большой плотности неона зависимость от  $n_e(0)$  исчезает.

*Возможные способы уменьшения влияния  $n_e(0)$ .* Существуют разные способы уменьшения  $\Delta N_m$  и снижения влияния  $n_e(0)$ . Один из способов – организация задержки импульса тока относительно приложенного к ГРТ импульса напряжения. Если заметный ток появится тогда, когда напряжение на ГРТ, в основном определяющее скорость нагрева электронов, достигнет уже значительной величины, то скорость нагрева электронов велика, длительность периода, когда  $T_e < \dot{T}_e$ , уменьшится, и в этот период, из-за малости тока, вложение энергии будет малым.

Задержка тока может быть следствием разных причин. Одна из них – малая начальная величина  $n_e(0)$ . При малой  $n_e(0)$  время нарастания электронной лавины и тока через ГРТ сильно увеличивается, так что возникает задержка тока, и к моменту, когда ток достигнет заметной величины, напряжение на ГРТ достигнет значительной величины, соответствующей высокой скорости нагрева электронов. В этом и состоит положительная роль уменьшения  $n_e(0)$ .

Для уменьшения  $n_e(0)$  нужно работать либо при низкой частоте повторения импульсов, либо при невысокой вводимой мощности, либо каким-то способом ускорить релаксацию  $T_e$ , что приводит к уменьшению и  $n_e(0)$  и  $N_m(0)$ . Ускорить релаксацию  $T_e$  можно, увеличив давление буферного газа, или используя в качестве буферного газа

гелий вместо неона, а также добавляя в буферный газ водород. Однако из эксперимента известно, что увеличение давления неона приводит к плавному снижению средней мощности. Использование гелия вместо неона тоже приводит к значительному спаду мощности. Добавки примерно 2% водорода к неону ускоряют релаксацию  $T_e$  и увеличивают среднюю мощность генерации на 30-40%. Дальнейшее увеличение доли водорода ведет к спаду мощности [16, 17].

Существуют и другие способы создания задержки импульса тока, в частности связанные с процессами на катоде ГРТ и в холодных концевых зонах разряда, где нет паров металла. Задержка тока может возникать в результате перехода от режима аномального тлеющего разряда к режиму сильноточного разряда с катодным пятном [18, 19]. В начале роста напряжения на ГРТ при типичных размерах катода разряд имеет характер аномального тлеющего, отличающегося небольшим током и большим падением напряжения в прикатодном слое. При этом почти все напряжение и выделение мощности сосредоточено у катода. При возникновении катодного пятна эмиссия электронов резко увеличивается, напряжение у катода скачком уменьшается и сосредотачивается на основной части разряда, где присутствуют пары металла. Вследствие этого начинается рост тока, но к этому моменту, если коммутирующий элемент обеспечивает достаточно быстрый рост напряжения, напряжение на ГРТ успевает достичь значительной величины, что обеспечивает быстрый нагрев электронов. Напомним, что скорость роста  $T_e$  слабо зависит от  $n_e(0)$ , но резко растет с ростом поля в плазме.

Имеющиеся данные экспериментов [19, 20] показывают, что в типичном режиме работы ЛПМ, в частности в ГРТ производства НПО "Исток", всегда имеется катодное пятно. Наш опыт работы с ЛПМ также показал, что в отсутствие катодного пятна не удастся реализовать высокий КПД и большую мощность генерации.

Наконец, задержка импульса тока может возникать в том случае, когда релаксация плазмы в холодных концевых частях ГРТ происходит значительно быстрее, чем в основной части. Если в основной части ГРТ, где присутствует легко ионизируемый металл, в послесвечении (в промежутке между импульсами) присутствуют в основном положительные ионы металла, и релаксация плазмы определяется сравнительно медленной трехчастичной рекомбинацией атомарных ионов металла и электронов, то в холодных концевых частях релаксация плазмы может иметь другой характер. В частности, она может определяться значительно более быстрой диссоциативной рекомбинацией молекулярных ионов. Такая ситуация может иметь место, если там присутствует молекулярная примесь с потенциалом ионизации значительно меньшим, чем потенциал



ионизации буферного газа. В этом случае релаксация плазмы в послесвечении может определяться диссоциативной рекомбинацией. При этом к приходу следующего импульса степень ионизации и, соответственно, проводимость в концевых частях ГРТ будет намного меньшей, чем в основной части ГРТ. Поэтому сопротивление всего разряда будет определяться концевыми частями, которое при достаточно глубокой релаксации плазмы в этих частях и будет определять ток через ГРТ. До тех пор, пока по мере роста напряжения на ГРТ не вырастет ионизация, напряжение и выделение энергии будет в основном сосредоточено на концевых частях. Возникнет задержка импульса тока. При этом выделение энергии в основной части разряда будет малым до тех пор, пока не увеличится напряжение на ГРТ. Рост тока и существенное выделение энергии в основной части будет и в этом случае происходить при высоком поле, т.е. при быстром нагреве электронов.

Более быстрая рекомбинация плазмы в концевых частях ГРТ наблюдалась в [21, 22]. Проведенные в этой работе измерения  $n(t)$  в послесвечении разряда привели к выводу, что в концевых зонах имеет место контракция разряда и более быстрый спад  $n_e$ . В последующей работе [23] было уточнено, что в смеси присутствовал водород. Это позволяет объяснить более быстрый спад  $n_e$  диссоциативной рекомбинацией  $H_2^+$ . Не исключено, что положительное влияние добавок водорода на работу ЛПМ в какой-то степени связано с задержкой импульса тока, вызванной быстрой рекомбинацией плазмы в концевых зонах ГРТ.

Отметим, что в ГРТ производства НПО "Исток" давление неона примерно на порядок выше. При этом скорость конверсии атомарных ионов в молекулярные ионы выше на два порядка, и распад плазмы в концевых частях может уже определяться диссоциативной рекомбинацией  $Ne_2^+$ .

*Заключение.* Резюмируя, еще раз отметим, что анализ влияния  $n_e(0)$  и  $N_m(0)$ , основанный на произвольном фиксировании одного из этих параметров и последующего расчета при изменении другого, не может адекватно описать влияние этих параметров на характеристики генерации лазера на парах меди. Такой подход означает нарушение самосогласованности и моделирует ситуацию, которая не осуществляется в реальном лазере, поскольку не предложен процесс, позволяющий изменять один из этих параметров независимо от другого.

Надежное описание влияния  $n_e(0)$  и  $N_m(0)$  возможно только на основе самосогласованной модели, учитывающей взаимосвязь параметров плазмы и населенности уровней в послесвечении разряда. При этом следует учитывать процессы на катоде и в конце-

вых холодных частях разрядной трубки и их влияние на нагрев электронов в начале импульса возбуждения.

Автор благодарен РФФИ за поддержку (грант 06-02-16749).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Петраш Г. Г. Препринт ФИАН N 28 (ФИАН, М., 1999).
- [2] Petrash G. G. *Laser Physics* **10**(5), 994 (2000).
- [3] Борович Б. Л., Молодых Э. И., Рязанская Л. А., Тыкоцкий В. В. *Квантовая электроника* **17**, 1265 (1990).
- [4] Carman R. J., Withford M. J., Brown D. J. W., Piper J. A. *Optics Communications* **157**, 99 (1998).
- [5] Voichenko A. M., Evtushenko G. S., Zhdaneev O. V., Yakovlenko S. I. *Laser Physics* **11**, 580 (2001).
- [6] Бойченко А. М., Яковленко С. И. *Квантовая электроника* **32**(2), 172 (2002).
- [7] Дьячков Л. Г., Кобзев Г. А. *ЖТФ* **48**, 2343 (1978).
- [8] Carman R. J. in *Pulsed Metal Vapour Lasers*, С. Е. Little, N. V. Sabotinov, Eds, 1995, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, P. 203.
- [9] Бохан П. А., Герасимов В. А., Соломонов В. И., Щеглов В. Б. *Квантовая электроника* **5**(10), 2162 (1978).
- [10] Бохан П. А. *Квантовая электроника* **12**(5), 945 (1985).
- [11] Бохан П. А., Закревский Д. Э. *ЖТФ* **67**, 54 (1997).
- [12] Carman R. J. *J. Appl. Phys.* **82**, 71 (1997).
- [13] Лябин Н. А., Чурсин А. Д., Угольников С. А. и др. *Квантовая электроника* **31**(3), 191 (2001).
- [14] Лябин Н. А. *Оптика атмосферы и океана* **13**(3), 258 (2000).
- [15] Carman R. J., Brown D. J. W., Piper J. A. *IEEE J. Quant. Electronics* **30**(8), 1876 (1994).
- [16] Withford M. J., Brown D. J. W., Piper J. A. *Optics Communications* **110**, 699 (1994).
- [17] Withford M. J. "*Investigations of the effect of trace impurities on copper vapor laser performance*", PhD Dissertation, Macquarie University, Sydney, (1995).
- [18] Земсков К. И., Исаев А. А., Петраш Г. Г. Препринт ФИАН N 40 (ФИАН, М., 1998).
- [19] Земсков К. И., Исаев А. А., Петраш Г. Г. *Квантовая электроника* **27**, 183 (1999).
- [20] Лесной М. А. *Квантовая электроника* **11**, 205 (1984).

- [21] Hogan G. P. "A Study of the Kinetics of Copper Vapor Lasers", PhD Thesis, Oxford University, (1993).
- [22] Hogan G. P., Webb C. E. "Copper laser kinetics – a comparative study" in *Pulsed Metal Vapour Lasers*, C. E. Little, N. V. Sabotinov, Editors., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996, P. 29.
- [23] Hogan G. P., Webb C. E. *Meas. Sci. Technology* **8**, 1095 (1997).

Поступила в редакцию 1 марта 2007 г.