

# Моделирование рентгеновского лазера в переходном режиме при насыщении усиления\*

Ф.А.Стариков, В.А.Волков, П.Д.Гаспарян, В.И.Рослов

*С использованием программы TRANS выполнены трехмерные расчеты усиленного спонтанного излучения (УСИ) в рентгеновских лазерах на  $3p-3s$ -переходе Ne-подобных ионов Ge ( $\lambda = 19.6$  нм) и Ti ( $\lambda = 32.6$  нм), работающих в переходном режиме при облучении плоской мишени сфокусированным в линию излучением мощного пикосекундного лазера с одним или двумя наносекундными предимпульсами. Для расчета гидродинамики и кинетики населенностей активной среды рентгеновских лазеров применяется программа СС-9М. Полученные в расчетах длительность импульса, коэффициент усиления, пространственная структура пучка, характер влияния «бегущей волны» накачки на яркость УСИ согласуются с наблюдаемыми в экспериментах. Использование «бегущей волны» накачки приводит не только к росту яркости УСИ, но и к существенному уменьшению его угловой расходимости.*

**Ключевые слова:** рентгеновский лазер, усиленное спонтанное излучение, «бегущая волна» накачки, трехмерный расчет.

## 1. Введение

Одним из способов получения активной среды для рентгеновского лазера (РЛ) – горячей плазмы многозарядных ионов – является фокусировка излучения мощного оптического лазера в линию на поверхность твердой мишени [1]. В образующемся протяженном плазменном столбике рентгеновское лазерное излучение развивается в режиме усиленного спонтанного излучения (УСИ). Наиболее распространены схемы со столкновительной накачкой Ne- и Ni-подобных ионов, где возбуждение электрона на верхний лазерный уровень из основного состояния реализуется за счет столкновений со свободными электронами. Наряду с ростом энергии и уменьшением длины волны излучения РЛ весьма актуальной является проблема качества пучка УСИ [2], т. к. от него зависят многие применения РЛ.

Расчетное моделирование РЛ нацелено на поиск оптимальных условий для генерации и формирования пучка УСИ. Компьютерная программа TRANS [3, 4] предназначена для трехмерного нестационарного расчета УСИ в РЛ с учетом усиления, поглощения, дифракции, рефракции и рассеяния рентгеновского излучения в плазме. В качестве входных параметров в программе TRANS используются пространственно-временные распределения параметров плазмы, предварительно полученные в расчетах ее гидродинамики и кинетики населенностей в ней.

При использовании для накачки наносекундного лазерного импульса в РЛ реализуется квазистационарный режим усиления. При этом переходные процессы, связан-

ные с конечностью времени поперечной релаксации (столкновительной дефазировки), можно не учитывать [2]. Для РЛ на  $3p-3s$ -переходе Ne-подобного иона Ge ( $\lambda = 19.6$  нм) [5, 6], реализованного на установке «Искра-5» в РФЯЦ – ВНИИЭФ, трехмерные расчеты динамики УСИ по программе TRANS показали хорошее согласие с экспериментальными данными по распределению яркости УСИ в дальней зоне и коэффициенту усиления [7–10].

Если в схеме РЛ используется накачка предварительно подготовленной плазмы излучением мощного пикосекундного лазера, то инверсия населенностей создается за счет переходных столкновительных процессов, идущих с различными скоростями [11]. Переходный режим усиления позволяет получить коэффициент усиления в десятки обратных сантиметров и более высокую, чем в квазистационарном режиме, пиковую мощность УСИ. При этом физическая модель усложняется, что затрудняет проведение близкого к реальности трехмерного моделирования. Например, разработанная во Франции программа расчета динамики УСИ в РЛ COLAX [12, 13] является двумерной.

Цель настоящей работы – получение пространственно-временных параметров пучка УСИ в РЛ, работающем в переходном режиме, при трехмерном расчетном моделировании с помощью программы TRANS. Ранее оно было проведено для РЛ на Ne-подобном ионе Ti в приближении линейного усиления [7, 8]. Однако при коэффициенте усиления  $\alpha$ , составляющем десятки обратных сантиметров, и длине рентгеновского лазера  $L \sim 1$  см приближение линейного усиления может не выполняться, т. к. насыщение усиления начинает играть роль при  $\alpha L \sim 15 - 20$  (по крайней мере, в квазистационарном режиме) [1, 2]. В настоящей работе в модернизированной программе TRANS решаются уравнения динамики полей УСИ, поляризации среды на лазерном переходе и населенностей верхнего ( $N_u$ ) и нижнего ( $N_l$ ) лазерных уровней с учетом стимулированного излучения. Пространственно-временное распределение параметров среды без учета переноса излучения на лазерном переходе бе-

\* Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

Ф.А.Стариков, В.А.Волков, П.Д.Гаспарян, В.И.Рослов. Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: fstar@rol.ru

Поступила в редакцию 11 февраля 2009 г.

рется из расчета по программе СС-9М [14]. Расчеты характеристик УСИ проведены для РЛ на Ne-подобных ионах Ge и Ti. Полученные особенности работы РЛ сопоставляются с экспериментальными данными.

## 2. Расчетно-теоретическая модель

В основе расчетной модели и программы TRANS [3, 4, 7, 8], описывающей переходное УСИ в протяженной плазменной среде, лежит полуклассическая система уравнений:

$$\left[ \pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} (\varepsilon - 1) + \frac{\beta}{2} \right] A_{\pm} = \frac{k}{2i} p_{\pm}, \quad (1)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_2} - i\Delta\omega \right) p_{\pm} = \frac{ix}{k\tau_2} A_{\pm} + S_{\pm}, \quad (2)$$

где  $A_+$  и  $A_-$  – комплексные амплитуды полей двух потоков УСИ, распространяющихся в противоположных направлениях;  $p_+$  и  $p_-$  – комплексные амплитуды поляризации среды на лазерном переходе;  $S_+$  и  $S_-$  – стохастические источники поляризации в объеме среды (силы Ланжевена);  $\nabla_{\perp}^2$  – лапласиан по поперечной координате  $\mathbf{r} = ix + jy$ ;  $z$  – продольная координата;  $k = \omega/c$  – волновое число;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость ( $\varepsilon \approx 1$ );  $\beta$  – коэффициент нерезонансного поглощения;  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ;  $\omega$  – несущая частота излучения;  $\omega_0$  – частота лазерного перехода.

Время поперечной релаксации  $\tau_2$  описывает радиационные и столкновительные процессы, приводящие к уширению лоренцевского контура спектральной линии. Неоднородные механизмы уширения (например, эффект Доплера) приводят к дополнительному затуханию поляризации. Если пренебречь лэмбовскими провалами, то дополнительное неоднородное уширение можно приближенно учесть в рамках лоренцевского контура, хотя более корректно решать ряд уравнений типа (2) с различной расстройкой частоты  $\Delta\omega$ . При этом в правой части уравнений (1) будет стоять сумма величин  $p_+$  и  $p_-$ , каждая из которых будет входить в сумму с весом, соответствующим профилю спектральной линии при данной температуре. В настоящей работе основное внимание уделяется пространственным эффектам при динамике УСИ, и в расчетах  $\omega = \omega_0$ , а частота  $\omega_0$  постоянна для всех излучателей.

В (1), (2) амплитуды полей  $A_{\pm}$  нормированы так, что плотности потоков УСИ  $J_{\pm} = |A_{\pm}|^2$ . Начальные поляризации и спонтанные источники удовлетворяют корреляционным соотношениям

$$\langle p_{\pm 0}(\mathbf{r}_1, z_1) p_{\pm 0}^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = (4j_s/k^2) F_s(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2), \quad (3)$$

$$\langle S_{\pm}(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S_{\pm}^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle = [8j_s/(k^2\tau_2)] \times F_s(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2) \delta(t_1 - t_2), \quad (4)$$

где  $j_s$  – интенсивность спонтанного шума (в Вт·ср<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>);  $F_s(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$  – поперечная корреляционная функция, определяющая единичную интенсивность спонтанного излучения в телесный угол  $\theta_s$ , который в расчетах превышает угловую ширину полосы пропускания системы.

Информация об электронной и ионной температурах, зарядовом составе, концентрациях ионов и электронов и

т. д. находится предварительно из гидродинамических и кинетических расчетов лазерной плазмы по программе СС-9М. Модель кинетики в балансном приближении, основанная на решении системы нестационарных уравнений для населенностей дискретных ионных состояний, учитывает все существенные радиационно-столкновительные процессы в плазме. Учитывается тонкое расщепление возбужденных уровней Ne-подобных ионов с главным квантовым числом  $n \leq 4$ . Результатом расчета являются пространственно-временные распределения электронной плотности  $N_e$  (и, соответственно, диэлектрической проницаемости  $\varepsilon = 1 - N_e/N_c$ , где  $N_c$  – критическая плотность плазмы), коэффициента нерезонансного поглощения  $\beta$ , сечения усиления  $\sigma$  при  $\omega = \omega_0$ , а также населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней  $N_{ur0}$  и  $N_{lr0}$  с учетом накачки, кинетической релаксации и без учета переноса излучения на лазерном переходе. Коэффициент усиления слабого сигнала (в отсутствие стимулированного излучения)  $\alpha_0 = \sigma \Delta N_{lr0}$ , где  $\Delta N_{lr0} = N_{ur0} - g_u N_{lr0}/g_l$  – инверсия населенностей, а  $g_u$  и  $g_l$  – статистические веса верхнего и нижнего лазерных уровней.

В приближении линейного усиления, когда интенсивность УСИ в среде существенно меньше интенсивности насыщения [2], интегрирование уравнений (1), (2) выполнялось с найденным распределением коэффициента усиления слабого сигнала  $\alpha = \alpha_0$  [7, 8]. В настоящей работе проводится совместное решение уравнений (1), (2) и уравнений для населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней с учетом стимулированного излучения:

$$\frac{\partial N_u}{\partial t} = \frac{\partial N_{ur0}}{\partial t} - \frac{1}{\hbar c} \text{Im}(A_+^* p_+ + A_-^* p_-), \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_l}{\partial t} = \frac{\partial N_{lr0}}{\partial t} + \frac{1}{\hbar c} \text{Im}(A_+^* p_+ + A_-^* p_-). \quad (6)$$

Таким образом, уравнения для  $N_u$  и  $N_l$  решаются методом расщепления в два этапа: сначала в программе СС-9М учитывается их более медленное изменение, связанное с накачкой и кинетической релаксацией, а затем в программе TRANS проводится учет стимулированного излучения. Из (5) и (6) находится коэффициент усиления  $\alpha = \sigma \Delta N = \sigma(N_u - g_u N_l/g_l)$  для подстановки в (2) и интенсивность спонтанного шума  $j_s = \hbar \omega A_{ul} N_u / (4\pi)$ , где  $A_{ul}$  – вероятность спонтанного радиационного перехода между лазерными уровнями.

## 3. Результаты расчетов для РЛ на Ne-подобном ионе Ge

Схема РЛ показана на рис.1,а. Оптическое излучение лазера накачки, сфокусированное в линию, падает на

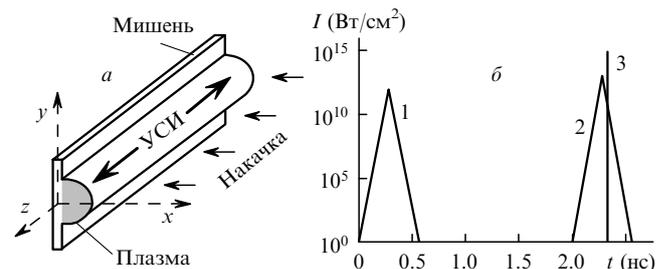


Рис.1. Схема РЛ (а) и зависимость интенсивности накачки РЛ от времени (б).

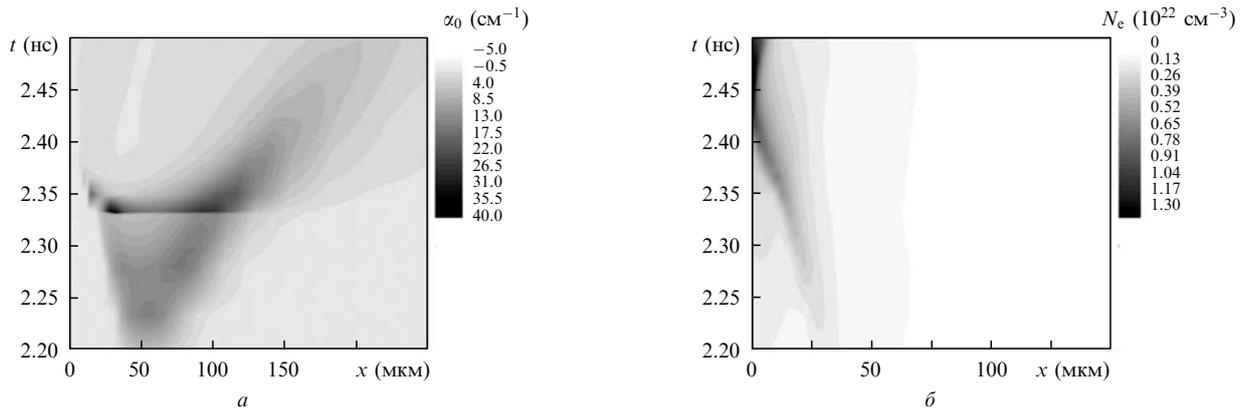


Рис.2. Пространственно-временные распределения коэффициента усиления слабого сигнала  $\alpha_0$  (а) и плотности электронов  $N_e$  (б) в РЛ на Ne-подобном ионе Ge.

плоскую мишень. При облучении мишени образуется столбик плазмы вдоль оси  $z$ , расширяющийся в поперечном направлении. Ширина линии облучения равна 50 мкм.

Временное распределение интенсивности накачки ( $\lambda_p = 1.06$  мкм) в случае РЛ на  $3p-3s$ -переходе Ne-подобного иона Ge ( $\lambda = 19.6$  нм), близкое к приведенному в [15], показано схематически на рис.1,б. Все импульсы накачки имеют треугольную форму. Вначале мишень из Ge облучается предымпульсом 1 с длительностью 0.56 нс по основанию и пиковой интенсивностью  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Предымпульс 1 создает плазменный столбик с избытком Ne-подобных ионов Ge. Спустя 2 нс, после релаксации столбика плазмы и уменьшения поперечного градиента электронной плотности, на мишень падает более мощный импульс накачки 2 с длительностью 0.56 нс и интенсивностью  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Импульс 2 нагревает плазму и создает инверсию населенностей. Во время облучения мишени этим импульсом действует дополнительный импульс 3 с задержкой 2.33 нс относительно начала импульса 1. Длительность импульса 3 по основанию составляет 3.4 нс, интенсивность –  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Схема накачки отличается от квазистационарной схемы [5–10] наличием мощного пикосекундного импульса 3.

Полученные по программе СС-9М распределения коэффициента усиления слабого сигнала  $\alpha_0 = \sigma \Delta N_{r0}$  на наиболее ярком переходе  $3p(J=0) - 3s(J=1)$  и электронной плотности  $N_e$  показаны на рис.2. Усиление в РЛ начинает развиваться во время действия импульса накачки 2. Величина  $\alpha_0$  составляет единицы обратных сантиметров, что характерно для квазистационарного режима [1, 2]. После действия мощного пикосекундного им-

пульса накачки 3 в момент времени  $t \approx 2.33$  нс наблюдается сильный «всплеск»  $\alpha_0$ , который достигает  $40 \text{ см}^{-1}$ . Это означает реализацию усиления в переходном режиме. Затем, после действия импульса накачки 3, коэффициент усиления резко снижается, но не до нуля. Поскольку действие импульса накачки 2 продолжается, то сохраняются условия для продолжения квазистационарного усиления.

В трехмерных расчетах по программе TRANS получены пространственно-временные характеристики пучка УСИ на выходе РЛ и в дальней зоне. Предполагается, что облучение мишени проводится в режиме «бегущей волны». Динамика мощности УСИ, выходящего с обоих концов РЛ, показана на рис.3. При длине РЛ  $L = 3$  мм заметный вклад в полную энергию РЛ дает квазистационарный сигнал, а с увеличением  $L$  его роль снижается. Использование «бегущей волны» накачки особенно важно при увеличении длины РЛ, когда высвечивание в РЛ становится практически односторонним. Длительность выходного импульса УСИ составляет  $\sim 10$  пс, в несколько раз превышая длительность импульса накачки 3. Такое затягивание импульса УСИ из-за влияния переходных процессов, наблюдающееся и при линейном усилении [7, 8], согласуется с экспериментальными данными [16].

Интегральные по времени распределения интенсивности УСИ в дальней зоне показаны на рис.4. При  $L = 3$  мм яркость УСИ имеет колоколообразное распределение, а с ростом  $L$  приобретает сильно спеклованный вид с глубокой модуляцией. При  $L = 3$  мм вклад квазистационарного сигнала в энергию УСИ существен, а его дли-

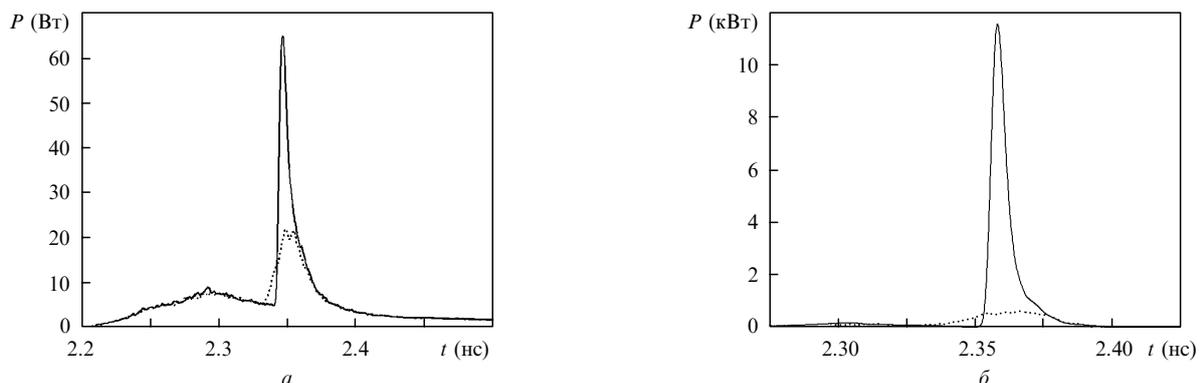


Рис.3. Динамика мощности УСИ в направлении «бегущей волны» накачки (сплошные кривые) и в противоположном направлении (пунктирные кривые) для РЛ на Ne-подобном ионе Ge при  $L = 3$  (а) и 6 мм (б).

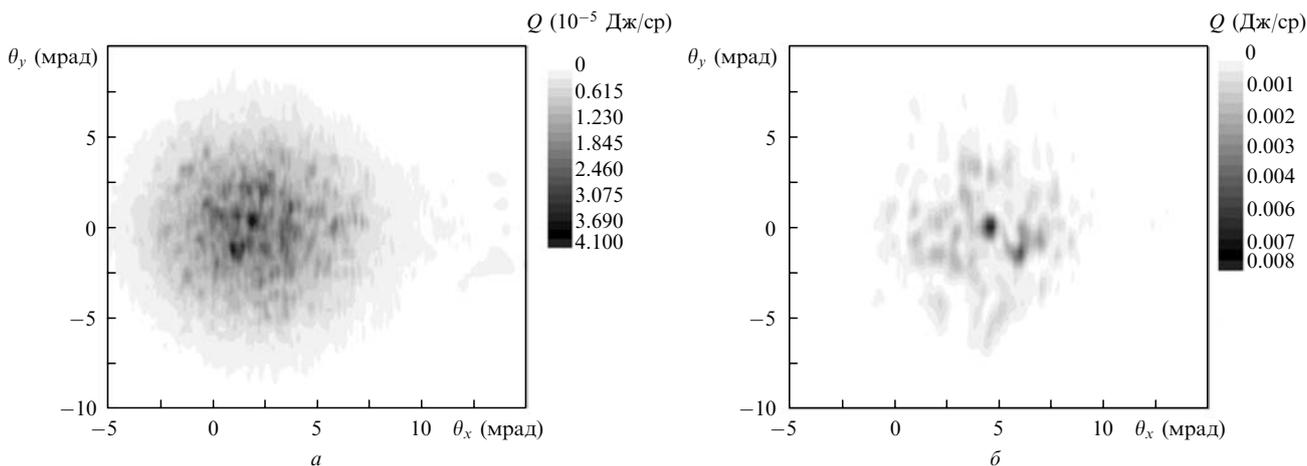


Рис.4. Распределения яркости УСИ  $Q$  в дальней зоне для РЛ на Ne-подобном ионе Ge при  $L = 3$  (а) и 6 мм (б).

тельность заметно превышает время когерентности УСИ, поэтому за время действия импульса УСИ происходит «замазывание» спеклованной пространственной картины. При  $L = 6$  мм основной вклад в общий сигнал вносит переходное УСИ с малой длительностью импульса, сравнимой с временем его когерентности, и усреднения по времени практически не происходит. Измерения времени когерентности [17] и пространственной структуры пучка УСИ [18] подтверждают эти расчеты.

Пучок УСИ отклоняется в сторону от мишени вследствие рефракции, отклонение при  $L = 6$  мм равно примерно 5 мрад. Угловая расходимость УСИ по оси  $x$  составляет 5–10 мрад. Пучок УСИ многомодовый, радиус поперечной пространственной когерентности УСИ примерно на порядок меньше радиуса пучка.

#### 4. Результаты расчетов для РЛ на Ne-подобном ионе Ti

Расчеты гидродинамики и кинетики активной среды РЛ на  $3p-3s$ -переходе Ne-подобного иона Ti ( $\lambda = 32.6$  нм) по программе СС-9М проведены для условий, характерных для экспериментов на лазерной установке «Сокол-П» в РФЯЦ – ВНИИТФ [19, 20]. Характерная ширина линии облучения по оси  $y$  (см. рис.1,а) равна 40 мкм.

Временное распределение интенсивности накачки аналогично показанному на рис.1,б за исключением отсутствия импульса 2. Вначале мишень облучается предым-

пульсом 1 треугольной формы с шириной 0.42 нс на полувысоте и пиковой интенсивностью  $6 \times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Последующий основной импульс 3 имеет ширину 4 пс на полувысоте и пиковую интенсивность  $2.5 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Интервал между максимумами импульсов составляет 1.48 нс.

На рис.5,а показано распределение коэффициента усиления  $\alpha_0$  на переходе  $3p(J=0) - 3s(J=1)$ , достигающего в максимуме  $130 \text{ см}^{-1}$ . На рис.5,б приведена зависимость максимальной средней яркости УСИ в дальней зоне от длины  $L$  в отсутствие «бегущей волны» накачки. Яркость растет с ростом  $L$ , выходя на постоянное значение. Также приведена кривая, полученная без учета насыщения усиления (без учета вклада стимулированного излучения в уравнениях (5) и (6)). Видно, что влияние насыщения начинается при  $L > 3$  мм в согласии с экспериментами [19, 20]. Хотя пиковые значения  $\alpha_0$  огромны, наблюдаемый коэффициент усиления при  $L < 3$  мм составляет  $30 - 35 \text{ см}^{-1}$ , что близко к экспериментальному значению [19, 20]. Как видно из рис.5,б, использование «бегущей волны» накачки позволяет на порядок увеличить яркость УСИ (в экспериментах [20] при  $L = 8$  мм зарегистрировано примерно пятикратное увеличение яркости).

Распределения интегральной по времени яркости УСИ в дальней зоне при  $L = 8$  мм в отсутствие и при наличии «бегущей волны» накачки даны на рис.6. Как и в случае Ne-подобного иона Ge, УСИ пространственно некогерентно, но использование «бегущей волны» накачки

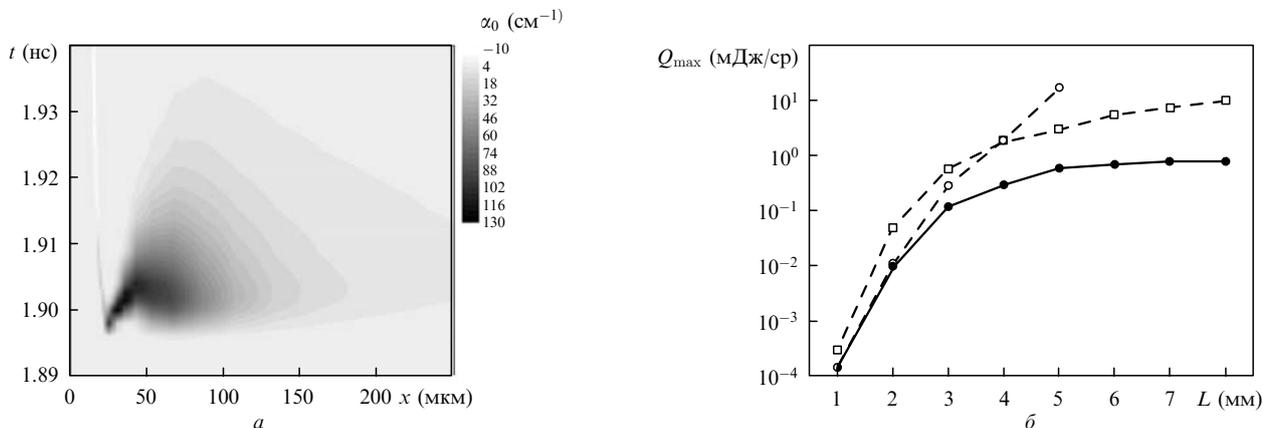


Рис.5. Пространственно-временное распределение коэффициента усиления слабого сигнала  $\alpha_0$  в РЛ на Ne-подобном ионе Ti (а) и зависимости яркости УСИ  $Q_{\text{max}}$  от длины РЛ  $L$  в отсутствие (●) и при наличии (□) «бегущей волны» накачки, а также в отсутствие «бегущей волны» накачки без учета насыщения усиления (○) (б).

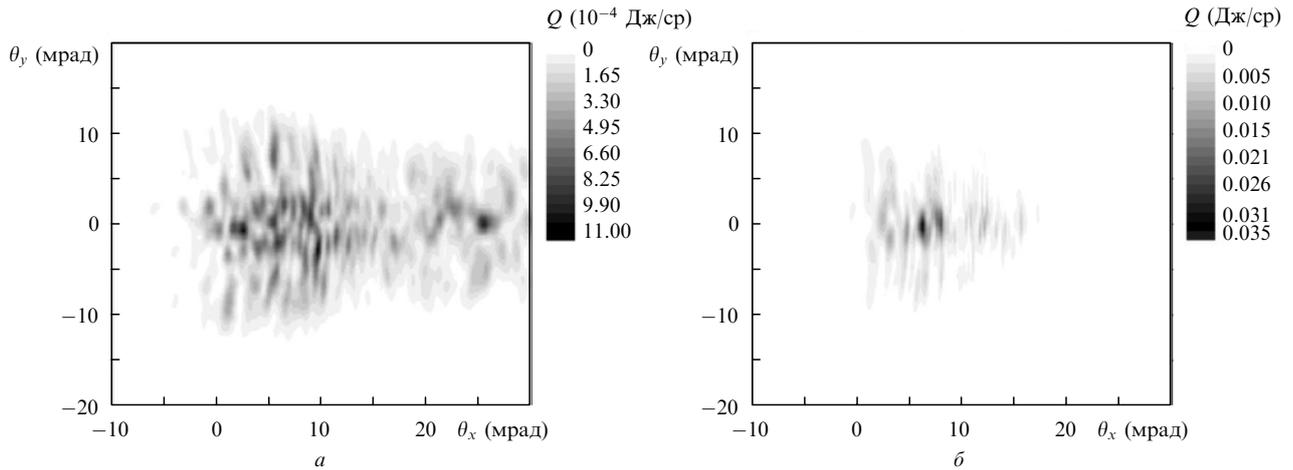


Рис.6. Распределения яркости УСИ  $Q$  в дальней зоне при  $L = 8$  мм в отсутствие (а) и при наличии (б) «бегущей волны» накачки в РЛ на Не-подобном ионе Ti.

приводит к существенному уменьшению угловой расходимости УСИ.

## 5. Заключение

В настоящей работе с помощью программы TRANS выполнены трехмерные расчеты УСИ в РЛ на переходе  $3p(J=0) - 3s(J=1)$  неоноподобных ионов Ge и Ti. Плазменная активная среда РЛ образуется при фокусировке излучения оптического лазера в линию на плоскую мишень. В схеме накачки используется один или два наносекундных предимпульса и мощный импульс пикосекундной длительности для реализации усиления в переходном режиме. Для расчета гидродинамики и кинетики населенностей ионных уровней в плазме применяется программа СС-9М. В расчетах получены пространственно-временные характеристики пучка УСИ, которые согласуются с экспериментальными данными. Длительность импульса УСИ превышает длительность пикосекундного импульса накачки, пучок УСИ имеет многомодовую спеклованную структуру, наблюдаемый коэффициент усиления существенно ниже его пиковых значений. Использование «бегущей волны» накачки приводит не только к росту яркости УСИ, но и к существенному уменьшению его угловой расходимости. В итоге расчеты подтверждают, что программа TRANS может быть надежным инструментом для нахождения оптимальных условий генерации РЛ и получения пучка УСИ высокого качества.

1. Элтон Р. *Рентгеновские лазеры* (М.: Мир, 1994).
2. Гаспарян П.Д., Стариков Ф.А., Старостин А.Н. *УФН*, **168**, 843 (1998).
3. Стариков Ф.А., Гаспарян П.Д., Ладагин В.К. *Сб. аннот. междунар. конф. «IV Харитоновские научные чтения»* (Саров, 2002, с. 82).

4. Стариков Ф.А., Гаспарян П.Д., Ладагин В.К. *Тез. докл. XXX Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2003)* (М., 2003, с. 142).
5. Абзаев Ф.М., Александрович Р.Э., Анненков В.И. и др. *Сб. аннот. междунар. конф. «IV Харитоновские научные чтения»* (Саров, 2002, с. 83).
6. Abzaev F.M., Aleksandrovich R.E., Annenkov V.I., et al. *Techn. Dig. Int. Quantum Electron. Conf. (IQEC'2002)* (Moscow, 2002, Paper QsuA3, p. 42).
7. Starikov F.A., Bessarab A.V., Gasparyan P.D., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5197**, 60 (2003).
8. Стариков Ф.А., Бессараб А.В., Гаспарян П.Д. и др. *Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ*, № 9, 186 (2005).
9. Starikov F.A., Bessarab A.V., Gasparyan P.D., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5777**, 623 (2005).
10. Starikov F.A., Abzaev F.M., Annenkov V.I., et al. *J. Phys. IV*, **133**, 1197 (2006).
11. Афанасьев Ю.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 2499 (1989).
12. Larroche O., Ros D., Klisnick A., et al. *Phys. Rev. A*, **62**, 043815 (2000).
13. Al'miev R., Larroche O., Benredjem D., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 123902 (2007).
14. Воинов Б.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Рослов В.И. *ВАИТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, № 2, 65 (1993).
15. Lin J.Y., Tallents G.J., MacPhee A.G., et al. *Opt. Commun.*, **166**, 211 (1999).
16. Dunn J., Smith R.F., Shepherd R., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5197**, 51 (2003).
17. Dunn J., Smith R.F., Hubert S., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5197**, 43 (2003).
18. Nilsen J., Dunn J., Smith R.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5197**, 205 (2003).
19. Андрияш А.В., Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 511 (2006).
20. Андрияш А.В., Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С. и др. *Сб. тез. междунар. конф. «X Харитоновские научные чтения»* (Саров, 2008, с. 227–228).