

# Теоретический поиск оптимальных параметров накачки для наблюдения усиления спонтанного излучения с $\lambda = 41.8$ нм на переходе Хе IX в плазме

Е.П.Иванова, А.Л.Иванов

*С использованием столкновительно-радиационной модели выполнен атомно-кинетический расчет коэффициентов усиления на переходах Рd-подобного ксенона с длиной волны 41.8 нм в плазме, образованной в результате взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с газообразным ксеноном. Проведено сопоставление коэффициентов усиления  $g(z, \tau)$ , усредненных по пространственной и временной координатам, с известными коэффициентами усиления, экспериментально измеренными в Хе<sup>8+</sup>. Показано, что усиление происходит в режиме ионизации рабочих ионов, а насыщение интенсивности выходящего излучения зависит от времени трансформации Хе<sup>8+</sup> в более высокоионизованные ионы. Выполненное теоретическое исследование позволяет определить оптимальные параметры накачки, при которых произведение коэффициента усиления  $g$  на длину активной среды  $L$  оказывается порядка 20, что превышает экспериментальные значения  $gL$ .*

**Ключевые слова:** моделирование рентгеновских лазеров, атомно-кинетический расчет, лазерная плазма.

## 1. Введение

В последнее десятилетие появилось новое направление в исследованиях лазеров в ВУФ области спектра, основанное на использовании механизма ионизации плазмы излучением фемтосекундного лазера [1–6]. В 1994 г. в [4, 5] был продемонстрирован рентгеновский лазер с  $gL \approx 11$  ( $g$  – коэффициент усиления,  $L$  – длина активной среды) на длине волны 41.8 нм на переходе  $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$  в Рd-подобном ксеноне (Хе IX). Для создания активной среды применялась продольная схема дифференцированной накачки газообразного ксенона (длина кюветы 1–8 мм) при давлении 12 Тор. Для накачки использовались импульсы циркулярно поляризованного излучения лазера с  $\tau = 40$  фс, частотой следования  $f = 10$  Гц и энергией  $w \leq 70$  мДж. По наблюдаемым спектрам ионов установлено, что интенсивность накачки  $I_p$  на протяжении 7.4 мм достигала  $\approx 3 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Важной характеристикой накачки является ее фокусировка. В [5] использовалось зеркало с  $F = 50$  см; площадь  $s$  фокального пятна измерялась в воздухе и на протяжении 1 см составляла  $5 \times 10^{-5}$  см<sup>2</sup>. Полученные данные позволили определить диаметр области  $d$ , занимаемой плазмой, который оказался равным 100 мкм.

Эти результаты нашли принципиальное подтверждение в недавних экспериментах [6], где было достигнуто  $gL = 15$  при давлении ксенона 15 Тор и  $L = 4$  мм. Число зарегистрированных на спектрометре фотонов с  $\lambda = 41.8$  нм составило  $5 \times 10^9$ . В [6] использовалась продольная схема накачки газообразного ксенона циркулярно поляризованными импульсами излучения с  $\tau = 35$  фс,  $f = 10$

Гц,  $I_p \leq 3 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и максимальной энергией в импульсе 330 мДж. В работе [6] использовалось сферическое зеркало нормального падения с фокальным радиусом 1000 мм, позволяющее получить  $d = 40$  мкм.

В экспериментах [5, 6] поглощалось лишь несколько процентов энергии импульса накачки, что обеспечивало однородность параметров плазмы вдоль всей ее длины. Учитывая однородность плазмы, выполним усреднение коэффициента усиления по пространственной и временной координатам, для чего разобьем мишень на отрезки длиной  $L_i$ , меньшие пространственного масштаба импульса накачки ( $L_i < 10^{-3}$  см). В этом случае в каждом отрезке элементарные процессы будут происходить идентичным образом, но с задержкой по времени, и тогда достаточно выполнить лишь усреднение по времени для функции  $g(\tau)$ .

В каждом отрезке продолжительность импульса накачки много меньше времени заселения возбужденных уровней Хе<sup>8+</sup>, поэтому можно полагать, что в момент окончания действия импульса на отрезке  $L_i$  ионы Хе<sup>8+</sup> находятся в основном состоянии. После окончания взаимодействия лазерного импульса с газом ионная температура  $T_i$  близка к комнатной и средняя энергия свободных электронов зависит от интенсивности облучения. Вследствие столкновений начальное распределение по энергиям быстро изменяется, приближаясь к распределению Максвелла. Влияние этого распределения на конечные результаты обсуждается ниже. После окончания действия импульса имеют место следующие основные процессы: заселение возбужденных уровней в результате электрон-ионных столкновений, ионизация Хе IX в Хе X и более высокие степени ионизации, охлаждение за счет радиационных переходов в ионах, а также тормозного и фоторекомбинационного излучения и расширение плазмы. Для рассматриваемых ниже параметров плазмы последний процесс не играет существенной роли. Процесс охлаждения за счет радиационных потерь требует детальных оценок, которые будут выполнены ниже.

Е.П.Иванова. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: eivanova@isan.troitsk.ru  
А.Л.Иванов. ООО «Авеста-проект», Россия, 142190 Троицк, Московская обл., ул. Солнечная, 12;

Поступила в редакцию 25 декабря 2003 г., после доработки – 19 мая 2004 г.

При моделировании рентгеновского лазера в Хе IX с использованием ультракороткого импульса накачки принципиальные значения имеют следующие временные характеристики:  $\tau_{ex}(n_e, T_e, d)$  – время заселения уровней Pd-подобного ксенона ( $n_e$  – электронная плотность,  $T_e$  – электронная температура), определяющее также время смешивания уровней за счет электрон-ионных столкновений, что в некоторых случаях приводит к нарушению инверсии,  $\tau_{ionis}^{Pd}(n_e, T_e)$  – время ионизации Хе<sup>8+</sup> в Хе<sup>9+</sup> (время жизни Pd-подобного иона в плазме с заданными параметрами) и  $\tau_{cool}(n_e, n_i, d)$  – время охлаждения плазмы.

В работах [7, 8] мы исследовали влияние диаметра плазмы на скорости радиационных распадов достаточно сильных переходов, в том числе на скорости распада нижних рабочих уровней в оптически-плотной плазме и, как следствие, на продолжительность существования инверсии и усиления за счет поддержания температуры. Во многих случаях длина насыщения рентгеновского лазера определяется временем ионизации  $\tau_{ionis}^{Pd}$  либо временем столкновительного смешивания  $\tau_{ex}$ .

В плотной плазме ( $n_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) важнейшим фактором является радиационное охлаждение. Для доказательства этого необходимы экспериментальные измерения временных характеристик усиленного излучения при различных параметрах плазмы. Первые экспериментальные измерения временных характеристик интенсивностей лазерных линий и коэффициентов усиления были выполнены в работе [9] для переходов Ne-подобного цинка. В последующих работах большое внимание уделялось исследованиям временных характеристик излучения лазерных линий в Ni-подобном серебре [10, 11].

В экспериментах [5, 6] длительность лазерного излучения с  $\lambda = 41.8 \text{ нм}$  в Pd-подобном ксеноне не измерялась. В [5] насыщение интенсивности этой линии по длине при изменении длины плазмы  $L$  от 1 до 8 мм достигнуто не было. В эксперименте [6], где плотность плазмы была на 25 % больше, чем в [5], а температура превышала  $T_e$  из работы [5] примерно в 3.5–4 раза, насыщение интенсивности была достигнуто при  $L = 3 - 4 \text{ мм}$ . Таким образом, насыщение интенсивности мягкого рентгеновского излучения, т.е. достижение максимально возможных значений  $gL$ , представляет собой актуальную проблему физики рентгеновских лазеров.

Целью настоящей работы является проверка теории путем ее сопоставления с экспериментальными результатами, полученными в [5, 6], и теоретическими расчетами [4]. На основе теоретического анализа зависимости временных характеристик коэффициентов усиления от экспериментальных параметров мы предлагаем оптимальный вариант накачки для достижения максимально возможных значений  $gL$ .

## 2. Временные зависимости коэффициентов усиления в Pd-подобном ксеноне

Рентгеновский лазер в плазме, ионизированной излучением фемтосекундного лазера, является наиболее подходящим объектом для тестирования модельных спектров излучения плазмы и расчетов коэффициентов усиления. Это утверждение справедливо вследствие того, что электронная плотность и геометрия плазмы известны, 100 % ионов в начальный момент находятся в рабочей стадии ионизации (здесь – в стадии Хе IX), а плазма образуется в момент окончания действия импульса, т.е. практически

мгновенно. Скорость ионизации ксенона и распределение электронов по энергии исследовались в работе [4], где установлено, что 9 % электронов (ионизованных из внутренней оболочки) имеет энергию  $T_e^{\text{hot}} \sim 500 \text{ эВ}$ , а энергия 91 % электронов  $T_e = 10 - 100 \text{ эВ}$ .

В работе [4] было найдено, что в случае Pd-подобного ксенона скоростные коэффициенты переходов между уровнями, обусловленные столкновениями с электронами, слабо зависят от энергетического распределения электронов. Это подтверждается также нашими расчетами скоростных коэффициентов при различных распределениях электронов; принципиальное значение имеет только средняя энергия электронов. В недавней работе [12] рассчитаны зависимости сил столкновений от энергии налетающего электрона для четырех уровней Pd-подобного ксенона. Ниже эти результаты будут сопоставлены с расчетом [4]. В настоящей работе в расчетах сечений и сил столкновений для переходов, обусловленных столкновениями с электронами, мы полагали, что 10 % свободных электронов имеют  $T_e^{\text{hot}} = 500 \text{ эВ}$ . Таким образом, наша задача сводится к определению температуры 90 % электронов, причем так, чтобы воспроизвести экспериментальные значения коэффициентов усиления из работ [5, 6].

Наш метод расчета скоростных коэффициентов кинетических уравнений для населенностей уровней представлен в работах [13–15]. Метод расчета вероятностей радиационных переходов между уровнями ионов, основным состоянием которых является заполненная оболочка, описан в [13, 15]. В [14] для таких ионов детально исследован метод расчета сечений и сил линий переходов, индуцированных столкновениями с электронами. В работе [16] представлен метод решения кинетических уравнений, используемый нами для расчета населенностей уровней. Расчет  $g(\tau, n_e, T_e, d)$  выполняется для набора параметров  $n_e, T_e, d$ . В начальный момент температура ионов  $T_i$  значительно ниже средней температуры электронов, а затем она начинает расти. Нами использовалось значение  $T_i = T_e$ ; заметим, что влияние неопределенности  $T_i$  на конечный результат в условиях экспериментов [5, 6] несущественно, поскольку здесь ширины линий определяются главным образом электрон-ионными столкновениями.

Наш расчет находится в хорошем согласии с результатами измерений коэффициентов усиления, проведенных в работе [5] при давлении 12 Тор ( $n_e = 3.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и  $d = 100 \text{ мкм}$ , если  $T_e = 70 - 75 \text{ эВ}$  для основного максвелловского максимума. Максимальное значение  $g_{\text{max}} = 21 \text{ см}^{-1}$ ,  $g(\tau)$  обращается в нуль при  $\tau = 40 \text{ пс}$ . Временная зависимость  $g(\tau)$  при  $n_e = 3.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 75 \text{ эВ}$  и  $d = 100 \text{ мкм}$  показана на рис.1. Видно, что среднее по времени значение  $\bar{g} \approx 12.5 \text{ см}^{-1}$ . Теоретический спектр излучения Хе<sup>8+</sup> с учетом усиления показан на рис.2 для трех значений длин плазмы. Этот расчет выполнен при  $T_e = 75 \text{ эВ}$ ,  $n_e = 3.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $d = 100 \text{ мкм}$ . Спектр на рис.2 при  $L = 8 \text{ мм}$  хорошо воспроизводит экспериментальный спектр из работы [5]. Он соответствует усредненному по времени значению нашего расчета  $\bar{g} \approx 12 \text{ см}^{-1}$ ; измеренное в [5]  $\bar{g} \approx 13 \text{ см}^{-1}$ . В спектре доминирует линия с  $\lambda = 41.8 \text{ нм}$ , соответствующая переходу  $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$ . Из этого же верхнего состояния имеется более слабый лазерный переход в нижнее состояние  $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^3 D_1$  с  $\lambda = 44.3 \text{ нм}$ . Слабое усиление на этом переходе также показано на рис.2, однако эта область спектра в [5] не исследовалась.

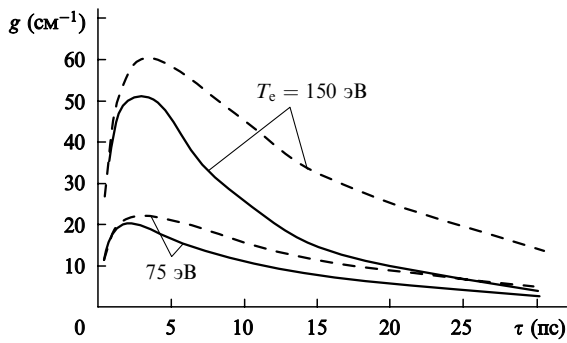


Рис. 1. Временная эволюция коэффициента усиления на переходе 0–1 уровня  $5d-5p$  в Хе IX при  $T_e = 75$  и  $150$  эВ; параметры соответствуют эксперименту [5]:  $n_e = 3.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (12 Тор),  $d = 100$  мкм. Электронная температура  $T_e = 75$  эВ обеспечивает среднее по времени значение  $\bar{g} = 12-13 \text{ см}^{-1}$ ,  $T_e = 150$  эВ – рекомендуемое значение при заданных  $n_e$ ,  $d$ . Штриховые кривые – ионизационный баланс и температура постоянны во времени, сплошные кривые – учтены процессы ионизации Хе IX в Хе X и радиационное охлаждение.

Наши результаты не согласуются с теоретическим значением  $\bar{g} = 107 \text{ см}^{-1}$ , рассчитанным в [4]. В обоих случаях расчет  $g(\tau)$  проводился по формуле (10) из работы [7]. Сопоставление рассчитанных нами атомных констант с соответствующими результатами из [4] показало, что вероятности радиационных переходов с верхнего на нижний рабочий уровень, а также с нижнего рабочего уровня в основное состояние согласуются в пределах 20%–30%. Скорости переходов, обусловленных столкновениями с электронами, а также ширины уровней находятся в удовлетворительном согласии. Исключение представляют скорости столкновительного возбуждения из основного состояния нижнего и верх-

него рабочих уровней –  $4d^9 5p^1 P_1$  и  $4d^9 5p^1 S_0$  соответственно.

Полученные нами значения этих скоростей для нижнего ( $^1P_1$ ) и верхнего ( $^1S_0$ ) рабочих уровней примерно в 4 и 13 раз меньше, чем в работе [4]. Это различие и является, по-видимому, причиной столь большого рассогласования коэффициентов усиления. По той же причине не согласуются и оптимальные значения параметров плазмы. Методы повышения точности расчета вероятностей радиационных и столкновительных переходов разрабатывались нами в [13–15]. В расчетах  $g(\tau)$  важную роль играет также метод решения кинетических уравнений. В отличие от работы [4] наш расчет позволяет определять временные характеристики населенностей уровней и коэффициентов усиления. По оценкам работы [4] штарковское уширение лазерного перехода имеет тот же порядок, что и уширение за счет электронных столкновений.

В условиях эксперимента [6] был зарегистрирован коэффициент усиления плазмы ксенона, равный  $67 \pm 3 \text{ см}^{-1}$  в интервале  $1 \text{ мм} < L < 4 \text{ мм}$  при максимальной интенсивности накачки  $\sim 3 \times 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ . Результаты нашего атомно-кинетического расчета для этого случая ( $n_e = 4.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (15 Тор),  $d = 40$  мкм) совпали с результатами эксперимента [6] при  $T_e \approx 250$  эВ. Временная эволюция коэффициента усиления показана на рис. 3 в предположении неизменности параметров плазмы и ионизационного баланса, при учете исчезновения фракции Pd-подобных ионов, т. е. в случае ионизации Хе<sup>8+</sup> в Хе<sup>9+</sup>, и при учете ионизации и радиационного охлаждения плазмы. Усиление обращается в нуль при  $\tau = 15-25$  пс, тогда как  $g_{\text{max}} \approx 80 \text{ см}^{-1}$  при  $\tau \approx 2-3$  пс.

Заметим, что по сравнению с данными эксперимента [5] в работе [6] пиковая интенсивность и энергия импульса

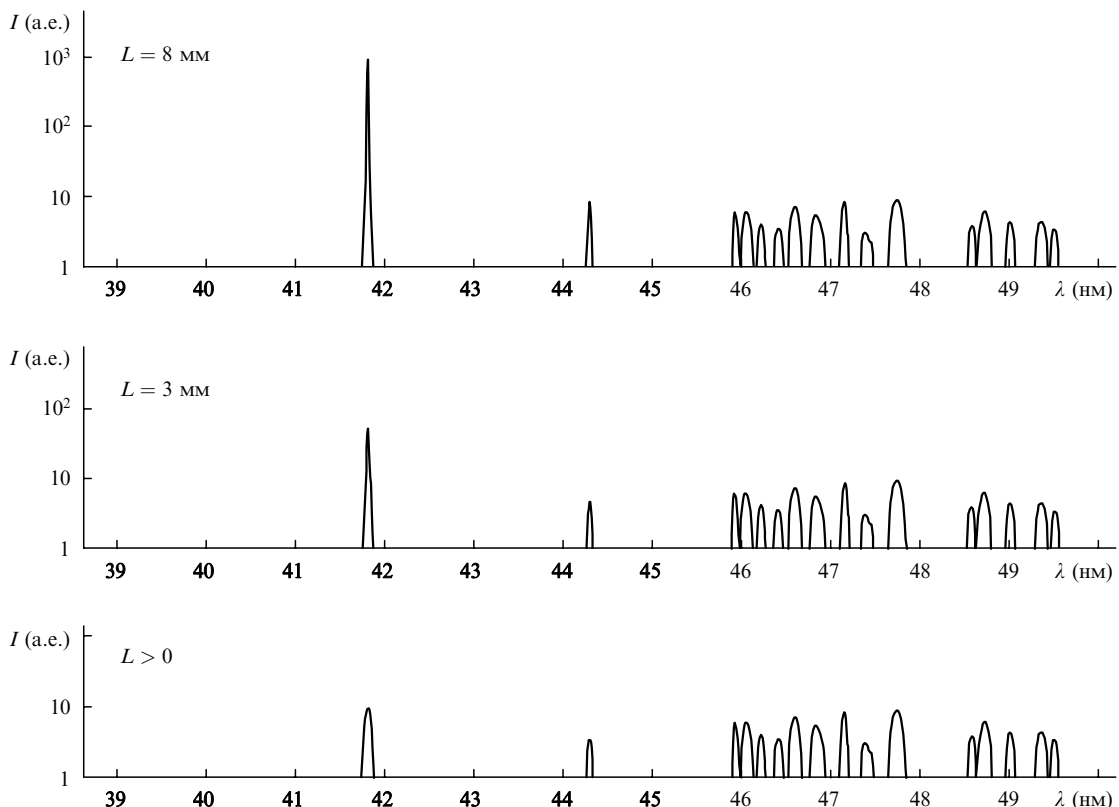


Рис. 2. Модельный спектр излучения Хе IX в области 39–49 нм, рассчитанный с учетом усиления для плазмы разной длины с параметрами, соответствующими эксперименту [5]:  $n_e = 3.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (12 Тор),  $d = 100$  мкм,  $T_e = 75$  эВ;  $\bar{g} = 12 \text{ см}^{-1}$ .

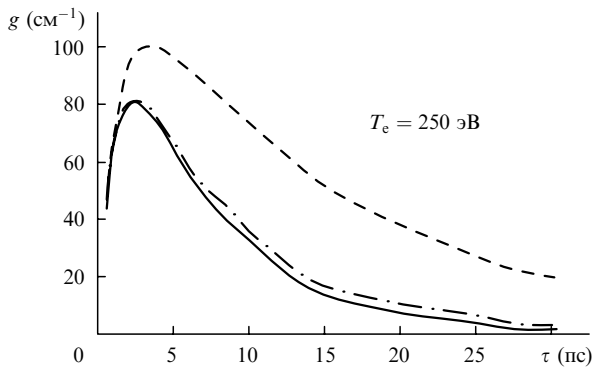


Рис.3. Временная эволюция коэффициента усиления на переходе 0–1 уровня  $5d-5p$  в Хе IX для параметров плазмы, соответствующих эксперименту [6]:  $n_e = 4.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (15 Тор),  $d = 40 \text{ мкм}$ ;  $T_e = 250 \text{ эВ}$  обеспечивает среднее по времени значение  $\bar{g} = 60-65 \text{ см}^{-1}$ . Штриховая кривая – ионизационный баланс и температура постоянны во времени; штрихпунктир – учтена ионизация Хе IX в Хе X, температура постоянна; сплошная кривая – учтены ионизация Хе IX в Хе X, а также радиационное охлаждение плазмы.

накачки были соответственно в 10 и в  $\approx 5$  раз больше. При этом диаметр рабочей области плазмы в [5] примерно в 2.5 раза превышал диаметр плазмы в эксперименте [6]. В работе [6] выход интенсивности коротковолнового излучения с  $\lambda = 41.8 \text{ нм}$  на насыщение начинался при  $L \approx 2-3 \text{ мм}$ . Из наших расчетов следует, что принципиальное различие асимптотического затухания коэффициента усиления на рис. 1 и 3 связано со скоростью ионизации рабочих ионов, обусловленной столкновениями с электронами.

В условиях эксперимента [6] заметную роль начинает играть понижение температуры плазмы за счет радиационного охлаждения. В достаточно плотной плазме ( $n_e \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) основным каналом радиационных потерь является излучение на переходах свободного электрона, находящегося в поле ионов, – тормозное излучение. Следующим по значимости каналом является фоторекомбинация – переход электрона из свободного в связанное состояние с излучением фотона. Влияние этих процессов на охлаждение плотной ( $n_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) высокотемпературной ( $T_e \sim 0.5 \text{ кэВ}$ ) плазмы исследовано в [17]. В рассматриваемом случае  $n_e < 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , и доминирующим каналом охлаждения здесь является радиационное излучение ионов; уменьшение температуры за время  $d\tau$  есть  $dT_e \sim M \sum_{i>j} P_i E_{ij} A_{ij}^{\text{eff}} d\tau$ , где  $P_i$  – населенность  $i$ -го уровня Pd-подобного иона;  $E_{ij}$  – энергия радиационного перехода;  $A_{ij}^{\text{eff}} = \varepsilon_{ij} A_{ij}$  – скорость эффективного радиационного перехода в оптически-плотной плазме;  $\varepsilon$  – радиационный фактор ускользания (отношение эффективной вероятности радиационного перехода иона в плазме к вероятности перехода в изолированном ионе рассчитывается по формуле, приведенной в [18, 19]). С помощью коэффициента  $M$  учитываются ридберговские серии конфигураций  $4d^9 np$ ,  $4d^9 nf$ , а также излучение ионов смежных стадий ионизации; в расчете полагалось  $M = 4$ .

Как показали расчеты, асимптотическое поведение  $g(\tau)$  очень чувствительно к плотности плазмы (в условиях эксперимента [6] плотность плазмы примерно на 25 % больше, чем в [5]). Это обстоятельство в сочетании со значительно более высокой температурой является причиной того, что затухание  $g(\tau)$  в [6] происходит намного быстрее, чем в [5]. Кроме того, при достаточно высоких концентрациях электронов ( $n_e > 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и малых

диаметрах плазмы ( $d < 50 \text{ мкм}$ ) становится заметным влияние радиационного охлаждения.

Более низкая плотность плазмы в эксперименте [5] обеспечивает сравнительно медленное затухание усиления; таким образом, насыщение интенсивности выходящего излучения имеет место в более длинном плазменном цилиндре. Отсюда непосредственно следует вывод, что максимальное значение  $gL$  можно получить в условиях эксперимента [5] ( $d \approx 100 \text{ мкм}$ ,  $n_e = 3.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), но при умеренных ( $\approx 150 \text{ эВ}$ ) значениях  $T_e$ . Зависимость  $g(\tau)$  для этого случая показана на рис. 1, причем  $\bar{g} = 27-28 \text{ см}^{-1}$ , а длительность излучения  $\approx 25 \text{ пс}$ , что обеспечивает  $gL \approx 20$  при  $L = 7-7.5 \text{ мм}$ . Рекомендуемая интенсивность лазера накачки  $I_p = (5-8) \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ . С учетом увеличения объема плазмы примерно в 6 раз по сравнению с ее объемом в работе [6] квантовый выход лазера превысит результат, полученный в [6], на три порядка, т. е. число зарегистрированных на спектрографе квантов составит около  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

### 3. Заключение

Усиление спонтанного излучения в плазме формируется до окончания прохождения импульса накачки через мишень за время  $\tau_p$ . Очевидно, что нелинейное усиление интенсивности коротковолнового излучения с длительностью  $\tau_{\text{las}}$  возможно при условии  $\tau_{\text{las}} > \tau_p \approx L/c$ , которое является принципиальным ограничением на длину газовой мишени. В случае достаточно больших значений  $gL$  (свыше 20) необходимо учитывать взаимодействие распространяющейся вдоль плазмы электромагнитной волны усиленного излучения с излучающим ионом. В результате взаимодействия происходит обмен фотонами между ионом и электромагнитным полем на частоте излучения; при этом населенность рабочих уровней изменяется. В данном случае одним из возможных способов определения интенсивности выходящего излучения и условий выхода на насыщение является решение системы уравнений Максвелла – Блоха [20, 21], однако в этих расчетах не учитывалось исчезновение рабочих ионов вследствие перехода в состояния с более высокими степенями ионизации.

В работе [22] показано, что в низзарядных Ne-подобных ионах с кратностью ионизации менее 20 процессы ионизации рабочего иона доминируют над процессами рекомбинации; в такой плазме заметное усиление возможно при таких значениях  $n_e$ ,  $T_e$ , когда происходит исчезновение рабочей стадии за счет ионизации. Аналогичные закономерности справедливы для Ni- и Pd-подобных ионов. Здесь для оценки коэффициента усиления мы используем усредненное по времени значение  $\bar{g}$ , что достаточно корректно воспроизводит экспериментальную ситуацию. Основная неопределенность нашего расчета – временное изменение энергетического распределения электронов и ионов – не оказывает влияния на окончательные результаты.

Таким образом, представленные в настоящей работе результаты показывают, что:

– Атомно-кинетический расчет представляет собой «компьютерный эксперимент», который может использоваться для интерпретации спектров излучения неравновесной плазмы с целью определения ее оптимальных параметров и коэффициентов усиления. Это утверждение особенно справедливо для экспериментов, в которых ис-

пользуется ультракороткий импульс накачки. В данном случае большие значения коэффициентов усиления реализуются на пикосекундном интервале времени, когда расширение плазмы несущественно, а в момент прекращения действия импульса 100 % ионов находятся в рабочей стадии ионизации.

– Сопоставление результатов компьютерного эксперимента с результатами экспериментов [5, 6] позволяет определить оптимальные параметры для достижения максимального значения  $gL \approx 20$  и, следовательно, максимального квантового выхода коротковолнового излучения. Число регистрируемых на спектрографе фотонов в этом случае составит более  $10^{12}$ .

– Наша теория справедлива для любых достаточно коротких импульсов накачки с  $\tau_p \ll \tau_{las}$ . Однако в случае использования длительных импульсов накачки в ионах с кратностью ионизации более 20–23 при значениях  $n_e$ ,  $T_e$ , соответствующих условиям квазистационарного ионизационного баланса, длина насыщения не может быть определена в рамках нашего расчета. В таком случае в атомно-кинетическом расчете должно быть учтено взаимодействие состояний иона с распространяющейся электромагнитной волной.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17336а), а также фонда «Научный потенциал» (Human Capital Foundation, Grant № 20).

1. Corcum P.B., Burnett N.H., Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1259 (1989).
2. Nagata Y., Midirikawa K., Kubodera S., Obara M., Tashoro H., Totada K. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3774 (1993).
3. Korobkin D.V., Nam C.H., Suckewer S., Goltsov A. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 5206 (1996).
4. Lemoff B.E., Barty C.P.J. Barty, Harris S.E. *Opt. Lett.*, **19**, 569 (1994).
5. Lemoff B.E., Gordon C.L. III, Barty C.P.J., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1574 (1995).
6. Sebban S., Haroutunian R., Balcou Ph., Grillon G., Rousse A., Kazamias S., Marin T., Rousseau J.P., Notebaert L., Pittman M., Chambaret J.P., Antonetti A., Hulin D., Ros D., Klisnick A., Carillon A., Jaegle P., Jamelot G., Wyart J.F. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3004 (2001).
7. Иванова Е.П., Зиновьев Н.А. *Квантовая электроника*, **27**, 207 (1999).
8. Иванова Е.П., Зиновьев Н.А., Найт Л.В. *Квантовая электроника*, **31**, 683 (2001).
9. Jaegle P., Carillon A., Dhez P., Goedtkindt P., Jamelot G., Klisnick A., Rus B., Zeitoun Ph., Jacuemot S., Mazataud D., Mens A., Chauvineau J.P. *Proc. IV Int. Coll. «On X-ray lasers»* (Williamsburg, VA: Amer. Inst. Phys., 1994, v. 332, p. 25–34).
10. Kuba J., Klisnick A., Ros D., Smith R., Jamelot G., Chenais-Popovics C., Keenan R., Topping S.J., Lewis C.L.S., Strati F., Tallents G.J., Neely D., MacPhee A.G., Clarke R.J., Collier J., Nickless P.V., Janulewicz K.A., Bortolotto F. *J. Phys. IV France*, **11**, Pr2-43-47 (2001).
11. Ozaki T., Yamamoto K., Kuroda H. *J. Phys. IV France*, **11**, Pr2-87-93 (2001).
12. Иванова Е.П. *Оптика и спектроскопия*, **94**, 181 (2003).
13. Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V. *Phys. Lett. A*, **206**, 89 (1995).
14. Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V. *Phys. Rev.*, **48**, 4365 (1993).
15. Ivanova E.P., Grant I.P. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, 2871 (1998).
16. Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V., Molchanov A.G. *Phys. Scripta*, **53**, 653 (1996).
17. Abou-Ali Y., Demir A., Tallent G.J., Edwards M., King R.E., Pert G.J. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 4097 (2003).
18. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
19. Fill T.J. *Quant. Spectr. Radiat. Transfer*, **39**, 489 (1988).
20. Sureau A., Holden P. *Phys. Rev. A*, **52**, 3110 (1995).
21. Larroche O., Ros D., Klisnick A., Sureau A., Möller C., Guennou H. *Phys. Rev. A*, **62**, 043815 (2000).
22. Ivanova E.P., Zinoviev N.A. *Phys. Lett. A*, **274**, 239 (2000).