

СУПЕРМОЩНЫЙ ИСТОЧНИК МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ДАЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

Е. П. Иванова^{a,}, А. Л. Иванов^b*

*^a Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

*^b ООО «Авеста-Проект»
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 29 сентября 2004 г.

В нескольких независимых экспериментах, исследующих взаимодействие оптического поля лазерного импульса высокой интенсивности с пучком кластеров ксенона, зарегистрирован аномально высокий квантовый выход излучения плазмы в области 10–15 нм. В некоторых случаях коэффициент конверсии составлял до 10 % в полусферу от энергии импульса накачки. Природа этого явления до сих пор не нашла адекватного объяснения. Показано, что высокий коэффициент конверсии возможен при создании плазмы оптимальных параметров для генерации усиления спонтанного излучения на переходах Ni-подобного ксенона. В столкновительно-радиационной модели выполнен детальный атомно-кинетический расчет коэффициентов усиления и спектров излучения на переходах с $\lambda \approx 4, 10, 11.3$ нм, а также в области 13–13.9 нм. Для каждого из переходов определены временные зависимости коэффициентов усиления в зависимости от параметров плазмы. Теоретические и экспериментальные значения оптимальных параметров плазмы, а также энергетических выходов излучения находятся в близком согласии. С использованием теоретической модели предлагаются возможные схемы накачки плазмы для достижения максимального выхода интенсивного узконаправленного излучения в мягкой рентгеновской области. При частоте повторяемости импульса накачки 10^4 Гц выходная мощность для различных переходов Ni-подобного ксенона составит от 100 до $5 \cdot 10^3$ Вт.

PACS: 31.15.Ar, 42.55.Vc

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты [1–4], выполненные в середине 90-х г.г., показали, что взаимодействие интенсивного ультракороткого лазерного импульса с кластерной мишенью может приводить к образованию плазмы, температура которой на несколько порядков превышает температуру плазмы, образованной в результате взаимодействия такого же источника с газовой или твердотельной мишенью. В работах [3, 4] были зарегистрированы высокозарядные ионы благородных газов с энергиями выше 1 МэВ и электроны с энергиями в несколько кэВ. В процессе взаимодействия пучка кластеров с оптическим полем лазера возможно практически 100 %-ое поглощение энергии импульса. Это обусловлено в основном двумя факторами. Плотность атомов в отдельном кластере

по порядку величины сравнима с плотностью твердого тела; отражение электромагнитной волны от поверхности практически отсутствует.

В настоящее время существует ряд моделей, интерпретирующих ионизацию и распад кластерных мишеней [5–7]. В начале действия лазерного импульса имеет место внешняя ионизация — вылет образованных фотоэлектронов из кластера наружу. Во время взаимодействия лазерного импульса с кластером происходит расширение ионизованного кластера и разогрев электронов до температуры в несколько кэВ, при этом происходит ионизация и распад кластера. В результате сразу после окончания ультракороткого лазерного импульса вещество в фокусе лазерного луча представляет собой высокотемпературную плазму, состоящую из свободных электронов и многократно заряженных атомарных ионов. Зарядовый состав, температура, плотность и излучатель-

*E-mail: eivanova@isan.troitsk.ru

ные характеристики образовавшейся плазмы существенно зависят от способа образования пучка кластеров, параметров лазерного импульса и условий взаимодействия. Таким образом, результаты [1–7] могут кардинально повлиять на направления исследований физики источников интенсивного рентгеновского и ВУФ-излучения.

В последнее десятилетие достаточно надежно разработаны методы формирования пучков кластеров таких благородных газов как аргон, криптон, ксенон. Обычно используется конический клапан. Давление газа в клапане может меняться в широких пределах вплоть до 100 атм. Кластеры образуются при расширении сжиженного газа из клапана сквозь отверстие 10–400 мкм в вакуумную камеру. Далее пучок кластеров формируется при выходе из отверстия камеры, которое обычно имеет круглую форму диаметром до нескольких миллиметров. Использование различных давлений и конструкций сопла дает возможность в широких пределах изменять как средний размер формирующихся кластеров, так и характер пространственного распределения их концентрации в области взаимодействия. В работах [8–10] исследованы зависимости размеров кластеров от давления в исходной камере. Известны также экспериментальные данные о формировании пучков металлических кластеров [5, 11].

В настоящее время проводятся экспериментальные исследования энергетических распределений вылетающих из плазмы электронов и ионов методами времяпролетной спектроскопии. В этих исследованиях импульс лазера фокусируется на более разреженную часть пучка кластеров на расстоянии в несколько сантиметров от сопла. Так, в эксперименте, описанном в работе [12], определены зависимости энергий разлетающихся ионов криптона и ксенона от размера кластеров (10^2 – 10^5 ат./кластер), а также от интенсивности ($I = 10^{14}$ – 10^{16} Вт/см²) и длины волны (780 нм и 390 нм) лазерного излучения. Показано, что средняя и максимальная энергии ионов возрастают с увеличением размера кластера вплоть до достижения некоторого оптимального размера. Дальнейшее увеличение размера кластеров приводит к понижению энергии ионов. В этой же работе установлено также, что при интенсивностях от $I \approx 6 \cdot 10^{14}$ Вт/см² до $I \approx 10^{15}$ Вт/см² наблюдается резкое возрастание энергии ионов и электронов, дальнейшее увеличение интенсивности приводит лишь к слабому росту температуры. Экспериментальные зависимости хорошо согласуются с численными расчетами динамики наноплазмы, модель которой предложена в работе [1].

Другим направлением является исследование спектров и квантового выхода рентгеновского излучения и ВУФ-излучения плазмы, образованной в результате взаимодействия лазерного импульса с кластером. В этих экспериментах лазерный импульс фокусируется в пучок кластеров в непосредственной близости от отверстия камеры, на расстоянии 0–2 мм, где плотность пучка максимальна. В работе [13] зарегистрировано интенсивное излучение высокотемпературной плазмы, образованной в результате взаимодействия фемтосекундного импульса ($I \sim 10^{16}$ – 10^{17} Вт/см²) с кластерами элементов Ne, Ne, Ar, Kr (размер кластеров порядка 100 Å). В работе [13] было установлено, что процесс резонансного поглощения энергии лазерного импульса играет важнейшую роль в динамике формирования и распада плазмы. Было выяснено также, что квантовый выход излучения плазмы кластеров имеет такой же порядок, что и квантовый выход плазмы твердой мишени, в этой работе квантовый выход существенно зависел от длительности лазерного импульса. В эксперименте, описанном в работе [10], изучался энергетический выход E_{out} рентгеновского излучения плазмы, образованной из кластеров криптона под действием фемтосекундного импульса $I \approx 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Наблюдаемый в работе [10] спектр соответствовал излучению ионов криптона с кратностью ионизации 24–27. Излучение плазмы является изотропным, величина E_{out} зависела от интенсивности лазера и от среднего размера кластеров, E_{out} фотонов с энергией 55 кэВ не превышала $1.7 \cdot 10^{-8}$ в 4π стерадиан, E_{out} фотонов с энергией 1.25 кэВ была на порядок выше.

Принципиальная проблема экспериментальных исследований — весьма большое количество параметров, характеризующих систему мишень + импульс лазера. При заданной геометрии пучка основными параметрами являются средняя плотность кластеров в пучке, средний размер кластера и распределение кластеров по размеру (числу атомов в кластере), доля газовой фракции в пучке, важную роль играет также пространственная однородность пучка кластеров. На характеристики выходящего излучения существенно влияют параметры управляющего импульса: интенсивность, контрастность, длительность, длина волны, поляризация, фокусировка [14, 15]. В работах [16, 17] развивается теория эволюции больших атомных кластеров при облучении фемтосекундным лазерным импульсом, создающим сверхатомное поле в кластере. Она основана на надбарьерном процессе последовательной многократной внутренней ионизации атомарных ионов вну-

три кластера, сопровождаемой полевой ионизацией внешних атомов. В расчете учитываются также процессы ионизации за счет электрон-ионных столкновений. В результате получены временные характеристики радиуса кластера, плотности и температуры электронов и ионов, а также представлена динамика внутренней и внешней ионизаций большого кластера ксенона ($\sim 10^6$ атомов), облучаемого лазерным импульсом с пиковой интенсивностью 10^{18} Вт/см² и длительностью 50 фс. Для пучка кластеров высокой плотности большое значение имеют также взаимодействие электрон-кластер или ион-кластер. В работе [18] демонстрируется большое значение столкновительного взаимодействия свободных электронов с кластером: свободные электроны ускоряются в поле положительно заряженных кластеров, что способствует более быстрому разрушению кластеров.

Детальные исследования спектров и энергетического выхода излучения плазмы, образованной в результате взаимодействия оптического поля различных лазеров с пучком кластеров ксенона, выполнены в университете Цукуба [19, 20], а также в университете Макса Борна [21, 22]. В некоторых случаях зарегистрировано 10%-е превращение энергии импульса накачки в излучение плазмы в спектральной области 9–15 нм в 2π стерадиан. В работах [19–22] были зарегистрированы интегральные по времени спектры, соответствующие излучению ионов Xe^{9+} – Xe^{29+} . Наиболее интенсивные линии наблюдались в областях $\lambda = 10.3$ – 10.7 , 11.4 , 13 – 13.8 нм. В работе [21] использовалось излучение Ti-сапфирового лазера интенсивностью 10^{18} Вт/см², длительностью 50 фс (0.2 Дж в импульсе); было установлено, что излучение с $\lambda = 13.4$ нм вдоль оси плазмы приблизительно в 3 раза интенсивнее, чем излучение поперек оси. При этом коэффициент конверсии излучения с $\lambda = 11.4$ нм составил 2% в полусферу, в то время как в области $\lambda = 13.4$ нм он составил 0.5%. В этой же работе исследовалась зависимость коэффициента конверсии от поляризации луча Ti-сапфирового лазера и от давления в клапане. В литературе мы не обнаружили адекватного объяснения anomalно высокого квантового выхода; отсутствие временных разверток спектров излучения затрудняет интерпретацию результатов. В частности, не существует четких представлений, какие именно ионы ксенона обеспечивают максимальный выход излучения в исследуемой области спектра. Теоретическое изучение физической природы этого явления представляется актуальной задачей.

В нашей предыдущей работе [23] на основе атомно-кинетического расчета было предсказано несколько эффективных лазерных переходов в области 10–15 нм в Ni-подобном ксеноне. В [23] теоретическое исследование проводилось для плазмы достаточно низкой температуры ($T_e = 500$ – 1000 эВ), образованной продолжительным ($\tau_{\text{pump}} > 100$ пс) импульсом накачки. В таких условиях наибольший интерес представляет усиление на нескольких переходах между высоковозбужденными уровнями $3p^5 3d^{10} 4f$ – $3p^5 3d^{10} 4d$ в области 13–14 нм, а также на обычно изучаемом переходе в Ni-подобных ионах $3d^9 4d [J = 0]$ – $3d^9 4p [J = 1]$ с $\lambda \approx 10$ нм. В последние годы с использованием нашего метода были выполнены расчеты коэффициентов усиления в различных Ne- и Ni-подобных ионах [24, 25] с целью детального сопоставления с известными экспериментальными результатами. В работе [26] выполнено тестирование нашего атомно-кинетического расчета коэффициентов усиления на переходе Pd-подобного ксенона ($\lambda = 41.8$ нм) в плазме, образованной при взаимодействии оптического поля фемтосекундного лазера с газообразным ксеноном. В результате расчета были определены оптимальные параметры эксперимента для достижения максимального выхода излучения с $\lambda = 41.8$ нм.

В настоящей работе выполнен атомно-кинетический расчет спектров излучения Ni-подобного ксенона; в разд. 2 сопоставляются теоретические и экспериментальные спектры излучения в области резонансных переходов Xe XXVII. Временные зависимости коэффициентов усиления в высокотемпературной плазме для наиболее перспективных лазерных переходов Ni-подобного ксенона рассматриваются в разд. 3. В разд. 4 с использованием атомно-кинетических расчетов определены параметры плазмы в экспериментах [20–22], зарегистрировавших anomalно высокий энергетический выход излучения плазмы в области 10–15 нм. В заключении на основе расчета, с учетом экспериментальных результатов работ [20–22] предлагается экспериментальная схема накачки, обеспечивающая максимальный энергетический выход узконаправленного излучения с $\lambda = 4$ нм, 9.9 нм, 11.4 нм, а также 13–14 нм.

2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ Ni-ПОДОБНОГО КСЕНОНА

На рис. 1 показаны рабочие уровни и длины волн в Xe XXVII для наиболее сильных лазерных переходов. Лазерные переходы показаны наклонны-

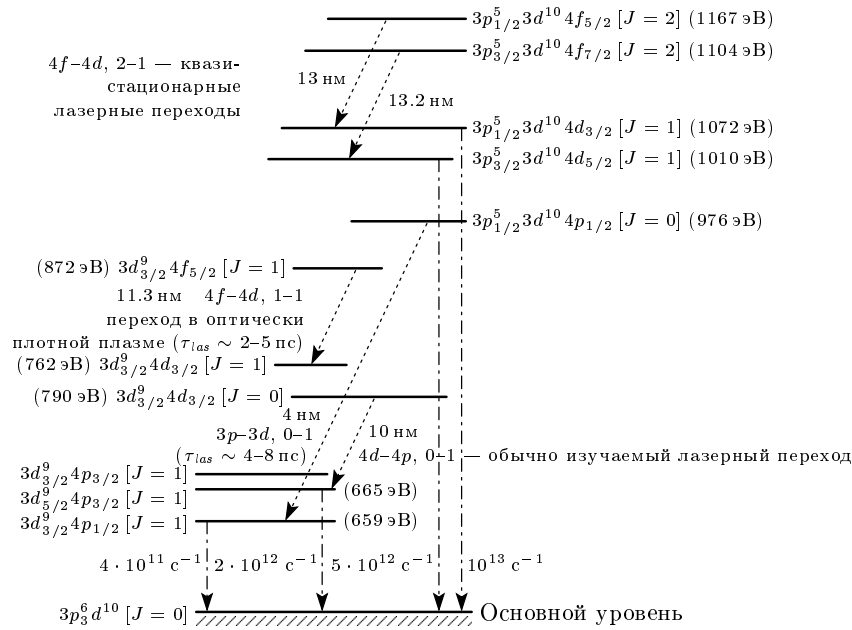


Рис. 1. Схема уровней в Хе XXVII, показывающая наиболее сильные лазерные переходы

ми пунктирными линиями, радиационные распады нижних рабочих уровней показаны вертикальными пунктирными линиями, рядом даны их скорости. Расчет длин волн, скоростей радиационных переходов и скоростей переходов, индуцированных столкновениями с электронами, проводился методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения [27, 28]. Результаты расчетов представлены в таблице. Ошибка расчета длин волн находится в пределах $\pm 2 \text{ \AA}$ для переходов между нижними конфигурациями $3d^9 4l$. Для переходов между высоколежащими конфигурациями $3p^5 3d^{10} 4l$, где влияние неучтенных корреляционных поправок более существенно, ошибка может быть несколько больше.

Экспериментальные измерения коэффициентов усиления обычно выполняются для перехода $3d4d-3d4p$, 0-1 с $\lambda = 10$ нм, эмпирические длины волн которого для Ni-подобной последовательности ионов с $Z = 46-92$ представлены в [29]. В области 10 нм есть еще две менее интенсивные линии, соответствующие переходам с этого же верхнего уровня $3d4d [J=0]$ в другие два состояния $3d4p [J=1]$. Между высоковозбужденными конфигурациями $3p^5 3d^{10} 4f-3p^5 3d^{10} 4d$ имеется 5 сильных лазерных переходов в области 13-13.9 нм. Четыре из них рассматривались в работе [23], инверсия населенностей уровней этих четырех переходов, также как и переходов $4d-4p$, 0-1, является

квазистационарной, она стабильна при условии поддержания параметров плазмы. Механизм инверсии на этих переходах обусловлен обычными столкновительно-радиационными процессами, он аналогичен механизму инверсии для переходов $3p-3s$, 2-1 и $3p-3s$, 0-1 в Ne-подобных ионах. Для упрощения на рис. 1 показаны лишь два возможных лазерных перехода в области 13-13.9 нм. Заметим, что лазерный переход между аналогичными высоковозбужденными уровнями в Ne-подобных ионах $2s2p^6 3d [J=2]-2s2p^6 3p [J=1]$ наблюдался экспериментально в работе [30]. В Ni-подобных ионах спектральная плотность указанных высоковозбужденных состояний весьма высока, кроме них, в области 13-15 нм, находится еще несколько перспективных лазерных переходов, длины волн которых, возможно, перекрываются.

Инверсия для остальных наиболее сильных переходов, обозначенных звездочкой в таблице, возможна лишь при ультракоротком времени образования плазмы, в условиях, когда в начальный момент доминируют ионы в Ni-подобной стадии. Особый интерес представляет лазерный переход $3p_{1/2}^5 4d^{10} 4p_{1/2} [J=0]-3p_{3/2}^6 3d_{3/2}^9 4p_{1/2} [J=1]$ с $\lambda = 4$ нм; к сожалению, эта область спектра не исследовалась экспериментально. Это так называемый внутриоболочечный переход между состояниями вакансии $3p_{1/2}-3d_{3/2}$ в присутствии «электрона-наблюдателя» $4p_{1/2}$. Заметим, что в работе [25]

Переходы в Ni-подобном ксеноне, на которых возможно усиление спонтанного излучения

Верхний уровень	J	Нижний уровень	J	№№ уровней перехода	λ , Å	A_{ul} , c^{-1}	R_{col} , $cm^{-3} \cdot c^{-1}$	E_{tr} , эВ	$\Delta\nu$, c^{-1}	\check{N}_u , $3 \cdot 10^{16} cm^{-3}$	\check{N}_l , $3 \cdot 10^{16} cm^{-3}$	I_0 , 10^{23} эВ/с	\hat{g} , cm^{-1}	$\exp(\hat{g}L)$	E_{las}^{out} , 10^{15} эВ
$3d_{3/2}4d_{3/2}$	0	$3d_{3/2}4p_{1/2}$	1	35 -9	9.5	$4.5 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^{-10}$ $4.1 \cdot 10^{-12}$	131	$8.3 \cdot 10^{12}$	6.0	6.8	1.8	25	33	0.03
		$3d_{5/2}4p_{3/2}$	1	-12	10.0	$1.0 \cdot 10^{11}$	$2.0 \cdot 10^{-11}$	125	$1.1 \cdot 10^{13}$		5.9	3.8	45	544	1.0
		$3d_{3/2}4p_{3/2}$	1	-16	10.9	$1.5 \cdot 10^{10}$	$2.8 \cdot 10^{-12}$	113	$8.1 \cdot 10^{12}$		5.0	3.4	15	8	0.02
$*3d_{3/2}4f_{5/2}$	1	$3d_{5/2}4d_{5/2}$	1	57 -22	10.3	$1.5 \cdot 10^{10}$	$3.3 \cdot 10^{-10}$ $2.8 \cdot 10^{-13}$	120	$1.3 \cdot 10^{13}$	10.0	4.5	0.9	10	4	0.002
		$3d_{3/2}4d_{3/2}$	1	-28	11.3	$4.4 \cdot 10^{10}$	$2.8 \cdot 10^{-13}$	110	$9.6 \cdot 10^{12}$		4.8	2.4	65	8950	10
$*3p_{1/2}4p_{1/2}$	0	$3d_{3/2}4p_{1/2}$	1	67 -9	3.9	$8.9 \cdot 10^{11}$	$5.4 \cdot 10^{-11}$ $4.1 \cdot 10^{-12}$	317	$9.0 \cdot 10^{12}$	7.0	6.7	100	50	1000	50
$3p_{1/2}4d_{5/2}$	2	$3p_{1/2}4p_{3/2}$	1	80 -68	13.8	$1.1 \cdot 10^{11}$	$3.5 \cdot 10^{-13}$ $3.4 \cdot 10^{-13}$	89	$4.3 \cdot 10^{12}$	3.0	2.0	1.5	26	37	0.03
$3p_{1/2}4d_{5/2}$	3	$3p_{3/2}4p_{5/2}$	2	81 -69	13.9	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{-12}$ $1.8 \cdot 10^{-12}$	89	$4.6 \cdot 10^{12}$	6.7	4.4	3.5	32	90	0.14
$3p_{3/2}4f_{7/2}$	2	$3p_{3/2}4d_{5/2}$	1	89 -76	13.2	$9.6 \cdot 10^{10}$	$2.9 \cdot 10^{-11}$ $1.3 \cdot 10^{-11}$	94	$9.8 \cdot 10^{12}$	5.9	2.5	2.7	37	180	0.2
$*3p_{1/2}4f_{7/2}$	4	$3p_{1/2}4d_{5/2}$	3	92 -81	13.6	$1.2 \cdot 10^{11}$	$2.4 \cdot 10^{-11}$ $1.2 \cdot 10^{-12}$	91	$5.5 \cdot 10^{12}$	4.5	2.2	2.5	50	1096	1.2
$3p_{1/2}4f_{5/2}$	2	$3p_{1/2}4d_{3/2}$	1	93 -79	13.0	$1.1 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{-11}$ $4.2 \cdot 10^{-12}$	95	$6.1 \cdot 10^{12}$	4.5	2.7	2.3	57	2980	3.2

Примечание. В таблице представлены длины волн переходов λ , вероятности радиационных переходов A_{ul} и энергии переходов E_{tr} . Скорости возбуждения уровней электронным ударом из основного состояния на единицу объема R_{col} , фойгтовская ширина линии $\Delta\nu$, усредненные по времени населенности уровней \check{N}_u , \check{N}_l и коэффициенты усиления \hat{g} рассчитаны при $n_e = 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1800 \text{ эВ}$, $d = 12.5 \text{ мкм}$. I_0 — излучательная способность перехода из объема $1.7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$, E_{las}^{out} — энергетический выход с учетом усиления в течение $\tau_{las} = 4.6 \text{ пс}$. Переходы с короткоживущей инверсией обозначены знаком *.

мы предсказывали аналогичный механизм усиления на коротковолновом внутриоболочечном переходе $2s-2p$, $0-1$ в Ne-подобных ионах. Для Ne-подобных ионов этот результат был подтвержден в расчетах, выполненных другими теоретическими методами [31].

Механизм инверсии на переходе $4f-4d$, $1-1$ с $\lambda = 11.3 \text{ нм}$ обусловлен реабсорбцией (перепоглощением) фотонов на верхний рабочий уровень $3d_{3/2}^9 4f_{5/2}$ [$J = 1$]. В оптически тонкой плазме резонансный распад в основное состояние этого уровня происходит с вероятностью $6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Благо-

даря большой силе осциллятора этот уровень интенсивно заселяется электронным ударом из основного состояния (см. таблицу). В оптически плотной плазме учет реабсорбции в $10-100$ раз понижает вероятность радиационного распада этого уровня. С учетом реабсорбции скорость радиационного перехода A_{ij}^{eff} определяется фактором ускользания ε : в нашей модели реабсорбция фотонов учтена для всех переходов в приближении, представленном в работах [32, 33], $A_{ij}^{eff} = \varepsilon_{ij} A_{ij}$, где $\varepsilon = 1.22[\ln(k_0 d)]^{1/2}/k_0 d < 1$ — отношение вероятности радиационного перехода иона в плазме к веро-

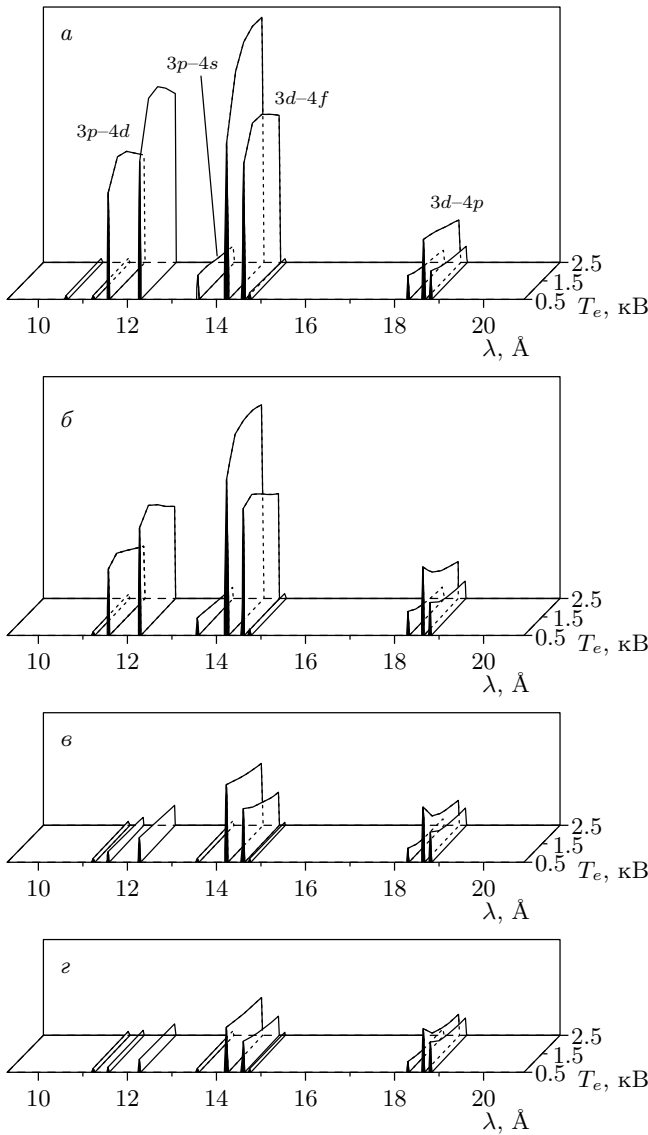


Рис. 2. Модельный спектр излучения Хе XXVII в относительных единицах в области 10–20 Å в зависимости от T_e , $n_e = 10^{21}$ (а), $5 \cdot 10^{20}$ (б), 10^{20} (в), $5 \cdot 10^{19}$ (г) см^{-3}

ятности в изолированном ионе; k_0 — коэффициент фотопоглощения. Увеличение населенности уровня $3d_{3/2}^9 4f_{5/2} [J = 1]$ за счет реабсорбции приводит к инвертированному состоянию относительно нижних уровней. Для такого механизма инверсии в литературе используется термин «оптическая самонакачка». Усиление на этом переходе в Ni-подобном серебре впервые наблюдалось в работе [34]. На рис. 1 показан наиболее сильный из возможных лазерных переходов с уровня $3d_{3/2}^9 4f_{5/2} [J = 1]$ с $\lambda = 11.3$ нм.

На рис. 2 представлены зависимости от n_e , T_e мо-

дельного спектра излучения в Хе XXVII в области 10–20 Å, где интенсивности линий рассчитаны при четырех значениях n_e в диапазоне $5 \cdot 10^{19}$ – 10^{21} см^{-3} . Значения T_e в диапазоне 0.5–2.5 кэВ отложены на второй горизонтальной оси координат. На вертикальной оси в линейном масштабе показаны относительные интенсивности линий. В заданной области длин волн расположены резонансные переходы Хе XXVII, интенсивности линий показаны без учета сателлитной структуры. Известно, что в ионах с заполненной оболочкой основного состояния интенсивности наиболее сильных резонансных переходов значительно превышают интенсивности переходов между возбужденными уровнями. Число резонансных линий в таких ионах невелико, наиболее интенсивные из них известны даже для тяжелых ионов изоэлектронной последовательности никеля. Экспериментальные значения λ_{exp} для пяти резонансных переходов в Хе XXVII можно найти в обзоре [35]. Эти линии можно видеть на рис. 2: три линии — переходов $4p-3d$ с $\lambda = 18.804 \text{ Å}$ ($\lambda_{exp} = 18.826 \text{ Å}$), $\lambda = 18.641 \text{ Å}$ ($\lambda_{exp} = 18.667 \text{ Å}$), $\lambda = 18.301 \text{ Å}$ ($\lambda_{exp} = 18.326 \text{ Å}$), две линии — переходов $4f-3d$ с $\lambda = 14.222 \text{ Å}$ ($\lambda_{exp} = 14.247 \text{ Å}$), $\lambda = 14.602 \text{ Å}$ ($\lambda_{exp} = 14.618 \text{ Å}$). Из сопоставления видно, что точность нашего расчета длин волн резонансных переходов составляет приблизительно 0.1%. Наличие в спектрах плазмы ксенона этих резонансных линий непосредственно указывает на присутствие Ni-подобных ионов. На рис. 2 показаны пять линий, соответствующих переходам из состояний $3p^5 3d^{10} 4d [J = 1]$ с $\lambda = 12.340 \text{ Å}$, 12.270 Å , 11.570 Å и $3p^5 3d^{10} 4s$ с $\lambda = 14.585 \text{ Å}$ и $\lambda = 13.575 \text{ Å}$. Из рис. 2 можно заключить, что высоковозбужденные состояния $3p^5 3d^{10} 4l$ эффективно заселяются при $n_e \geq 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Интенсивности этих переходов возрастают при изменении температуры от 500 эВ до 2000 эВ. В работе [36] методами прецизионной спектроскопии был идентифицирован один из переходов $3p^5 3d^{10} 4d-3p^6 3d^{10}$ ($\lambda_{exp} = 11.57 \text{ Å}$); этот результат полностью совпадает с рассчитанным нами значением для перехода $3p_{1/2}^5 4d^{10} 4d_{3/2} [J = 1]-3p^6 3d^{10} [J = 0]$. Спектры ионов ксенона более высоких стадий ионизации не изучены методами прецизионной экспериментальной спектроскопии. Их оболочки значительно сложнее, в спектрах сложных оболочек, как правило, отсутствуют явно выраженные резонансы.

В работах [19, 37, 38] изучались спектральные характеристики излучения в области резонансных переходов Хе XXVII в плазме, образованной при взаимодействии оптического поля лазера с пучком кластеров ксенона. В реальных спектрах вблизи резо-

нансных переходов находится множество сателлитных линий, которые уширяют резонансы, из-за чего экспериментальные линии имеют размытые контуры. Тем не менее спектральное разрешение в указанных экспериментах позволяет достаточно уверенно судить о положениях и интенсивностях резонансов. В работе [37] использовался лазер с длительностью импульса ~ 300 фс и интенсивностью $\sim 10^{19}$ Вт/см². В спектре излучения явно различимы сильные линии в области 14–15 Å, соответствующие переходам в оболочку 3*d* из состояния 4*f*. Кроме того, имеются интенсивные линии в области 10.5–12.5 Å, часть из которых находится в удовлетворительном согласии с модельным спектром, представленным на рис. 2; эти линии соответствуют переходам в состояние 3*p* из состояний 4*d*, 4*s*. В работе [38] исследовались спектры излучения плазмы ксенона в области 12.5–15.5 Å; использовался импульс лазера на неодимовом стекле с длительностью 2 пс, интенсивностью 10^{15} – 10^{17} Вт/см², энергией 0.5 Дж. Здесь было достигнуто более высокое разрешение, чем в работе [37]. В результате были четко отождествлены два резонансных перехода 4*f*–3*d* с $\lambda = 14.247$ Å и с $\lambda = 14.618$ Å. Третья, достаточно интенсивная, линия находится между этими двумя. По нашим расчетам, она соответствует переходу $3p_{3/2}^5 3d^{10} 4s_{1/2} [J = 1] - 3d^{10} [J = 0]$ с $\lambda = 14.585$ Å. Другой переход из этой же конфигурации, $3p_{1/2}^5 3d^{10} 4s_{1/2} [J = 1] - 3d^{10} [J = 0]$ с $\lambda = 13.575$ Å наблюдался в работе [38] в виде более слабой и размытой линии.

В работе [37] было продемонстрировано практически 100 %-е поглощение энергии импульса накачки при интенсивности импульса в пределах $5 \cdot 10^{15}$ – $5 \cdot 10^{17}$ Вт/см². В этой же работе измерялся энергетический выход излучения в области 1 кэВ (~ 12 Å); при максимальной интенсивности он составил 5–12 мкДж ($\sim 10^{-5}$) в зависимости от размера кластера. Резонансные спектры излучения плазмы ксенона в области 5–18 нм наблюдались также в работе [19] с использованием КгF-лазера, где отождествлены известные ранее переходы $3d^9 4f - 3d^{10}$. Кроме того, здесь отчетливо наблюдались линии ~ 13.5 , ~ 12.2 и ~ 11.5 нм.

В работе [23] теоретически исследовались временные зависимости коэффициентов усиления $g(\tau|n_e, T_e, d)$ на переходах Ni-подобного ксенона в условиях длительных импульсов накачки. Предполагалось, что Ni-подобное состояние образовано в результате одно- или двухступенчатого нагрева плазмы в «газ-пафф» (gas-puff) установке. Для каждого из лазерных переходов было найде-

но оптимальное значение плотности в пределах $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \leq n_e \leq 10^{21} \text{ см}^{-3}$. В этой же работе показано, насколько чувствительны к параметрам плазмы время достижения Ni-подобной стадии (τ_{ioniz}^{Cu}), а также время ионизации Ni-подобного иона (τ_{ioniz}^{Ni}) в следующую Co-подобную стадию. Так, при $T_e \sim 150$ – 200 эВ, $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ время τ_{ioniz}^{Cu} составляет десятки наносекунд, в то время как при $T_e \sim 450$ – 500 эВ, $n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ — несколько пикосекунд. Ионизационный баланс — фракция ионов в Ni-подобном состоянии — определяется величиной T_e , зависимость от n_e не столь существенна.

Состояние плазмы при значении $T_e \sim 450$ – 550 эВ является «термической ловушкой» для Ni-подобного ксенона, поскольку при этих условиях процессы ионизации Xe^{26+} сбалансированы процессами рекомбинации на Xe^{26+} . Согласно нашим расчетам [23], при таких значениях T_e доля Ni-подобных ионов составляет ~ 0.4 . Это утверждение подтверждается недавними экспериментами [36], где с временным разрешением 30 пс исследовались спектры излучения Xe XXVI–Xe XXVIII, а также электронная плотность, температура и ионизационный баланс в плазме ксенона. Плазма создавалась облучением пучка атомарного ксенона импульсом лазера на неодимовом стекле с длительностью 650 пс. Временные характеристики спектров излучения указывали на стационарное состояние ионизационного состава плазмы в течение действия импульса. Энергия и длительность импульса были подобраны таким образом, чтобы компенсировать радиационное охлаждение плазмы, поддерживая стационарное значение T_e , которое по оценкам [36] приблизительно равно 450 эВ.

При использовании ультракоротких импульсов накачки большой интерес представляют высокоэффективные лазерные переходы на пикосекундном и субпикосекундном временном интервале. Такие короткоживущие лазерные переходы обусловлены высокой скоростью заселения электронным ударом некоторых уровней Ni-подобного ксенона: в течение короткого интервала времени населенность этих уровней значительно превышает населенности остальных медленно заселяющихся уровней. Продолжительность инверсии зависит от скоростей заселения уровней, которые чувствительны к плотности и температуре плазмы. Инверсия такого рода характеризуется чрезвычайно крутым нарастанием коэффициента усиления на субпикосекундном интервале времени. В зависимости от начальных параметров плазмы возможны два механизма исчезновения переходной инверсии: ионизация рабочего иона в сле-

дующую стадию и столкновительное перемешивание уровней. Для различных лазерных переходов в Хе XXVII в зависимости от параметров плазмы время существования переходной инверсии может составлять 1–10 пс.

3. ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЭФФИЦИЕНТОВ УСИЛЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ КСЕНОНА

В данном разделе определяются оптимальные условия в плазме для достижения максимального квантового выхода излучения на перспективных лазерных переходах Хе XXVII. Эти результаты будут использованы для интерпретации экспериментальных данных, представленных в работах [19–22]. В расчетах сделаны следующие предположения:

1) плазма образуется в виде цилиндра диаметром d , длиной L в результате распространения лазерного луча сквозь пучок кластеров толщиной L ;

2) параметры импульса накачки таковы, что сразу после взаимодействия оптического поля лазера с кластерами образуется плазма с начальным значением температуры T_e ($\tau = 0$), в которой ионы Хе²⁶⁺ составляют около 90 % и находятся в основном состоянии;

3) в течение приблизительно 10 пс параметры плазмы (n_e , $T_e(\tau)$, d) однородны вдоль распространения луча лазера накачки;

4) распределение электронов и ионов по энергиям предполагается максвелловским, вид распределения не играет существенной роли в расчете скоростей переходов, индуцированных электрон-ионными столкновениями;

5) температура ионов $T_i = T_e$.

В расчете выполним усреднение коэффициента усиления $g(\tau)$ по пространственной и временной координатам. Для этого разобьем мишень-цилиндр на отрезки, меньшие длины пространственного масштаба импульса накачки, тогда в каждом отрезке элементарные процессы будут происходить идентичным образом, но с задержкой во времени. В этом случае достаточно выполнить лишь усреднение по времени для функции $g(\tau)$. Расчет $g(\tau)$ в центре линии выполним по обычно используемой формуле (см., например, [39])

$$g(\tau) = \frac{A_{ul}\lambda^2}{8\pi\Delta\nu} \left[N_u(\tau) - \frac{g_u}{g_l} N_l(\tau) \right], \quad (1)$$

где A_{ul} — вероятность радиационного перехода, λ — длина волны, $N_u(\tau)$, $N_l(\tau)$ — изменяющиеся во вре-

мени число атомов в единице объема, находящихся в верхнем и нижнем состояниях, g_u , g_l — статистические веса, соответственно, верхнего и нижнего уровней. Форма линии перехода определяется сверткой доплеровского и собственного контуров. Последний обусловлен радиационными переходами и столкновительными процессами, связывающими каждый из уровней рабочего иона со всеми остальными уровнями данного иона, а также с ионами смежных стадий ионизации. Ширина линии (профиль Фойгта) $\Delta\nu$ определяется упрощенным методом, предложенным в работе [39]. Мы не учитываем уширение линий за счет штарковского эффекта, возникающего благодаря квазистатическим микрополям в плазме. Для всех рассматриваемых лазерных переходов $\Delta n = 0$ (n — главное квантовое число). В работе [40] для переходов $2p^53p$ [$J = 0, 2$]- $2p^53s$ [$J = 1$] в Ne-подобном германии было показано, что уширение линий за счет микрополей пренебрежимо мало. Аналогичные расчеты были выполнены в работе [41] для перехода $4d^95d$ [$J = 0$]- $4d^95p$ [$J = 1$] в Pd-подобном ксеноне.

После окончания действия импульса в плазме происходят столкновительно-радиационные процессы, приводящие к заселению возбужденных уровней Хе XXVII. Имеет место также ряд элементарных процессов, происходящих с участием электронов и ионов смежных стадий ионизации. В кинетике учтены все существенные элементарные процессы, происходящие между состояниями Хе XXVII, а также между состояниями Хе XXVII и Хе XXVI. Наш метод расчета скоростных коэффициентов кинетических уравнений для населенностей уровней представлен в работах [42–44]. В [42, 44] дано описание метода расчета вероятностей радиационных переходов между уровнями ионов, основным состоянием которых является заполненная оболочка. В [43] для таких ионов дано детальное описание метода расчета сечений и сил линий переходов, индуцированных столкновениями с электронами. В работе [45] представлен используемый нами метод решения кинетических уравнений для расчета населенностей уровней. Расчет $g(\tau|n_e, T_e, d)$ выполняется для набора параметров n_e , T_e , d . Расчет населенностей нижних 93-х уровней Ni-подобного ксенона проводится с использованием прецизионных значений скоростных коэффициентов для переходов между уровнями этого иона. Скоростные коэффициенты переходов, происходящих с участием ионов смежных стадий ионизации, рассчитываются квазиклассическими методами [45].

Расчет населенностей уровней основан на решении системы дифференциальных уравнений, вклю-

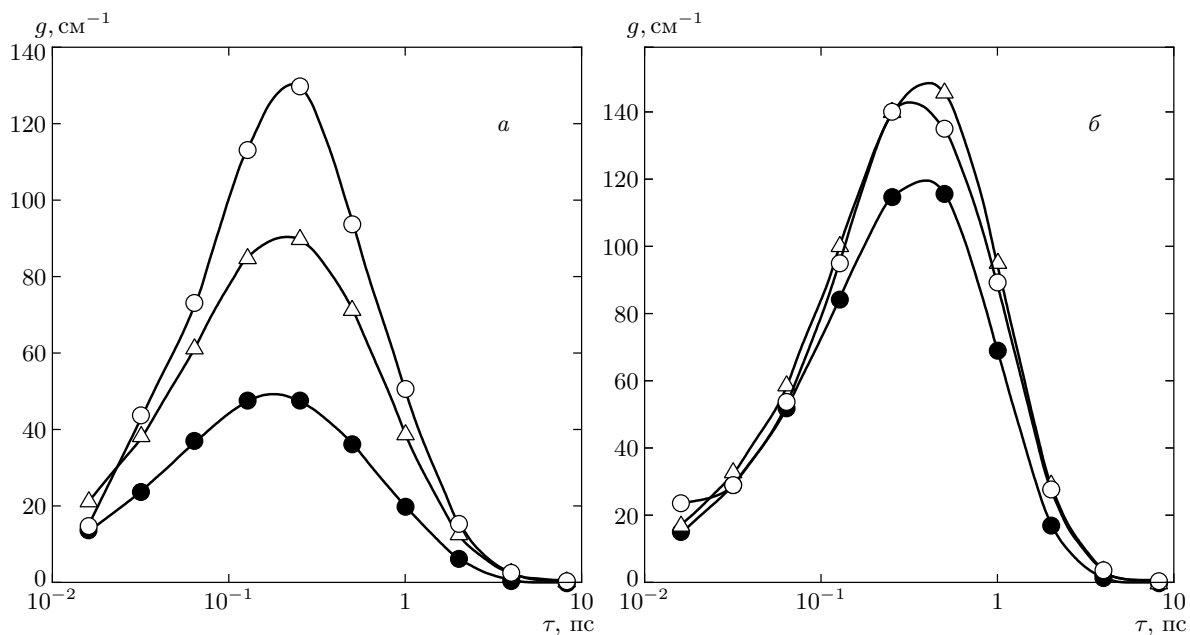


Рис. 3. Временная эволюция коэффициента усиления g в Хе XXVII для двух 0–1-переходов; $T_e = 1$ (●), 2 (△), 3 (○) кэВ; $n_e = 10^{21}$ см⁻³, $d = 20$ мкм, $\lambda = 10$ (а), 4 (б) нм

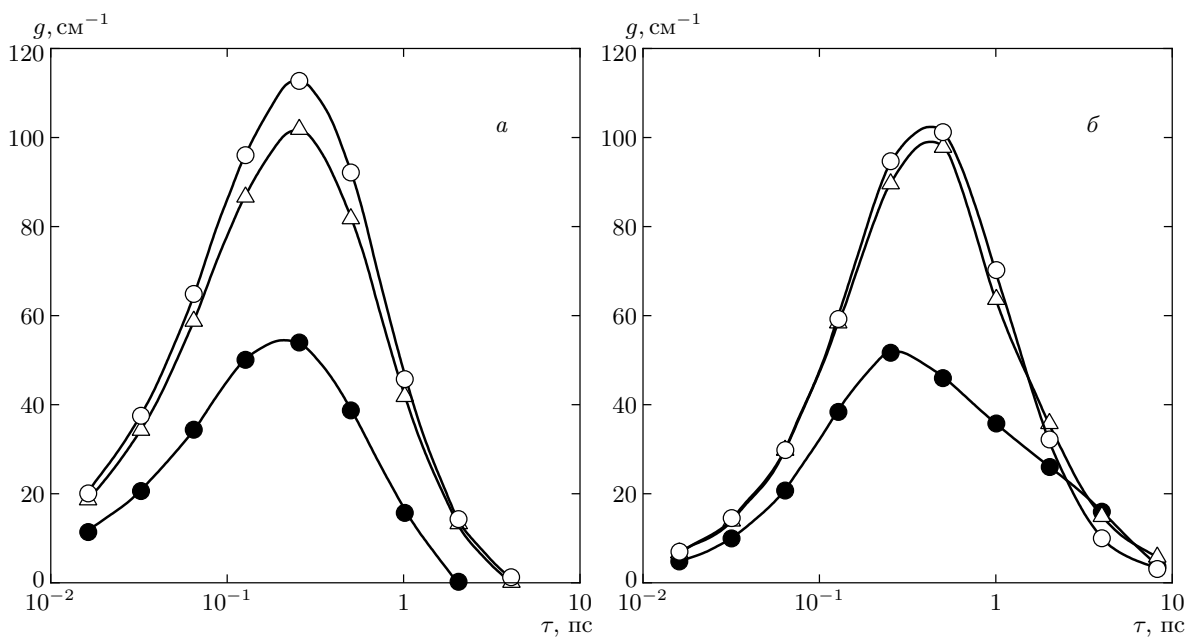


Рис. 4. Временная эволюция g для двух переходов между высоковозбужденными уровнями в Хе XXVII: $3p^5 3d^{10} 4f - 3p^5 3d^{10} 4d$ для $\lambda = 136$ Å (а), 130 Å (б); $T_e = 1$ (●), 2 (△), 3 (○) кэВ, $n_e = 10^{21}$ см⁻³, $d = 20$ мкм

чающих большое количество скоростных коэффициентов. Скоростные коэффициенты для разных процессов различаются на несколько порядков. Кроме

того, скоростные коэффициенты и факторы ускользания фотонов изменяются во времени из-за изменения параметров плазмы, населенностей уровней

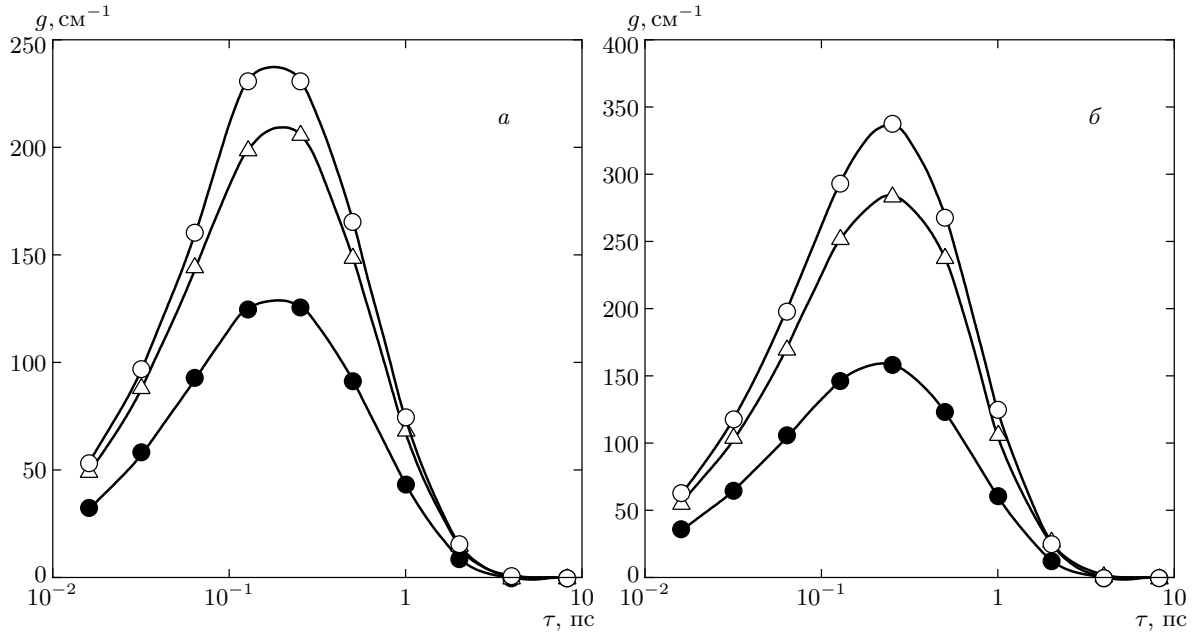


Рис. 5. Временная эволюция g на переходе $3d^9 4f-3d^9 4d$, 1-1 с $\lambda = 113.4 \text{ \AA}$, обусловленном реабсорбцией фотонов в оптически плотной плазме при $T_e = 1$ (●), 2 (△), 3 (○) кэВ, $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$; $d = 20$ (а), 60 (б) мкм

и поля излучения. Корректные значения населенностей при асимптотически больших временах определяются решением дифференциальных уравнений в сочетании с методом итераций. Для этого интегрирование дифференциальных уравнений проводится на достаточно малых интервалах времени $\Delta\tau_i$, на этих интервалах изменением скоростных коэффициентов, поля излучения и факторов ускользания можно пренебречь. Расчет скоростных коэффициентов и факторов ускользания проводится в начале каждого временного интервала. Численно проверяется стабильность конечных результатов по выбору интервалов времени $\Delta\tau_i$.

На рис. 3 показаны временные зависимости коэффициентов усиления для переходов $4d-4p$, 0-1 ($\lambda = 10 \text{ нм}$) и $3p-3d$, 0-1 ($\lambda = 4 \text{ нм}$). Коэффициенты усиления даны при трех значениях T_e и $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$: оптимальные значения n_e для этих переходов находятся в области $5 \cdot 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Толщина плазмы полагалась $d = 20 \text{ мкм}$. Аналогичные графики представлены на рис. 4 для переходов в области 13-13.9 нм: $4f-4d$, 2-1 ($\lambda = 13.0 \text{ нм}$) и $4f-4d$, 4-3 ($\lambda = 136 \text{ нм}$). Величина $g(\tau)$ для переходов, показанных на рис. 3, 4, меняется незначительно при изменении диаметра в пределах 10-100 мкм. Затухание усиления на переходах в области 13-13.9 нм обусловлено ионизацией Хе XXVII в более высокие стадии, за исключением одного перехода с

$\lambda = 13.6 \text{ нм}$ (рис. 4а). Затухание усиления на этом переходе (так же, как на переходе с $\lambda = 4 \text{ нм}$ (рис. 3б)) происходит главным образом за счет столкновительного перемешивания уровней, в результате которого инверсия исчезает на более коротком временном интервале, чем на остальных переходах в области 13-13.9 нм (рис. 4а, б). Насыщение по температуре происходит при значениях $1500 \text{ эВ} < T_e < 2000 \text{ эВ}$, за исключением стандартного перехода с $\lambda = 10 \text{ нм}$. Как было показано в работе [23], временная зависимость $g(\tau)$ обычно изучаемого перехода $4d-4p$, 0-1 с $\lambda = 10 \text{ нм}$ также имеет максимум вблизи $\tau = 0$, однако здесь столкновительное перемешивание приводит лишь к уменьшению инверсии с ростом τ . При $n_e \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ продолжительность существования усиления составляет $\tau_{las} \approx 8 \text{ пс}$. Однако в этих условиях значения $g(\tau)$ для всех переходов значительно меньше. При $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ имеем $\tau_{las} \leq 5 \text{ пс}$.

На рис. 5 показаны временные зависимости $g(\tau)$ для перехода $4f-4d$, 1-1 ($\lambda = 11.3 \text{ нм}$) при оптимальном значении $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и трех значениях T_e . Для этого перехода насыщение по температуре происходит при $T_e \geq 5 \text{ кэВ}$. Важно отметить, что максимально возможные значения $g(\tau)$ для этого перехода значительно выше, чем для других переходов, значения в максимуме достигаются при $\tau = 0.3-0.4 \text{ пс}$. На рис. 5 представлены зависимости для двух значений диаметра плазмы: $d = 20$ (а), 60 (б) мкм. С

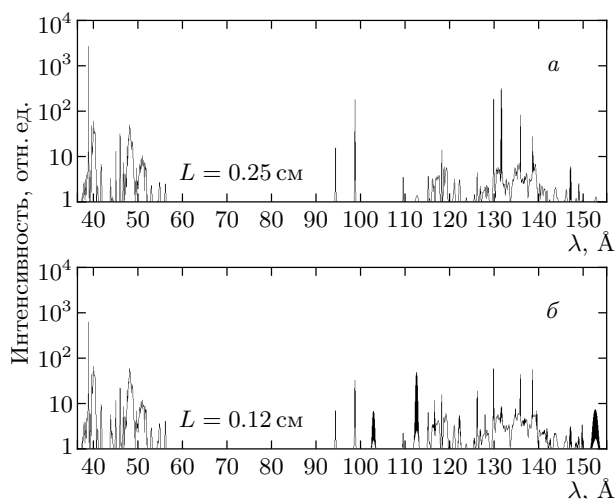


Рис. 6. Модельные спектры Хе XXVII, рассчитанные с учетом усиления. Параметры плазмы: *a* — $n_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 2000 \text{ эВ}$, $d = 20 \text{ мкм}$; *б* — $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 3000 \text{ эВ}$, $d = 150 \text{ мкм}$

увеличением диаметра плазмы коэффициент усиления существенно возрастает, при этом увеличивается продолжительность усиления.

Модельные спектры в области 3.5–15.5 нм с учетом усиления показаны на рис. 6. В расчете спектров использовались усредненные по времени значения $g(\tau)$. На рис. 6*a* расчет выполнен для $n_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 2000 \text{ эВ}$, $d = 20 \text{ мкм}$ при длине плазмы $L = 0.25 \text{ см}$. Здесь доминируют линии с $\lambda = 4, 10 \text{ нм}$, а также несколько линий в области 13–13.9 нм. Три линии в области 9.4–10.9 нм соответствуют переходам из состояния $3d_{3/2}4d_{3/2}$ [$J = 0$] в три нижних состояния $3d4p$ [$J = 1$]. На рис. 6*б* приводится модельный спектр для оптически плотной плазмы с более высокой температурой: $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 3000 \text{ эВ}$, $d = 150 \text{ мкм}$, $L = 0.12 \text{ см}$. В этом случае наиболее интенсивной является линия, соответствующая переходу с $\lambda = 11.3 \text{ нм}$, обусловленному реабсорбцией фотонов на верхний уровень $3d_{3/2}4f_{5/2}$ [$J = 1$]. При параметрах плазмы рис. 6*б* этот уровень оказывается инвертированным относительно нескольких лежащих ниже состояний, на рис. 6*б* можно видеть еще два интенсивных перехода с $\lambda = 10.3 \text{ нм}$ и 15.3 нм . Ширина этих линий обусловлена большой радиационной шириной верхнего уровня, ширина линий прочих переходов обусловлена в основном столкновительными процессами. Кроме указанных в таблице, имеется множество слабо усиленных переходов в области 11–15 нм, длины волн которых перекрываются.

4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ, ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИХ АНОМАЛЬНО ВЫСОКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ КОНВЕРСИИ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ В ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Используем результаты изложенных выше расчетов для оценки энергетического выхода излучения наиболее сильных линий в эксперименте, описанном в работе [21]. В этой работе регистрировались спектры излучения плазмы с $\lambda = 7\text{--}15 \text{ нм}$, образованной облучением пучка кластеров ксенона размером $10^5\text{--}10^6 \text{ ат./кластер}$ импульсом Ti-сапфирового лазера с интенсивностью $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, длительностью 50 фс, длиной волны 800 нм, энергией около 200 мДж. Фокусировка проводилась в центр пучка непосредственно около выхода из камеры, $h = 0$. Диаметр плазмы, образованной вдоль лазерного луча, $d \approx 10 \text{ мкм}$, длина равна толщине пучка кластеров: $L = 1.4 \text{ мм}$. Измерения спектров проводились вдоль оси плазмы и под углом 45° . В работе [21] были зарегистрированы интегральные по времени спектры $\text{Xe}^{9+}\text{--}\text{Xe}^{29+}$, энергетический выход излучения зависел от давления ксенона в клапане, которое плавно изменялось от 1 бар до 55 бар. Измерения вдоль оси плазмы показали, что только для линий с $\lambda \approx 11, 13 \text{ нм}$ наблюдалась экстремальная зависимость квантового выхода от давления ксенона в камере. Максимальный выход для этих линий наблюдался при давлении 5–15 бар. Аналогичные исследования квантового выхода в направлении под углом к оси плазмы показали, во-первых, значительно более низкий квантовый выход по сравнению с выходом в направлении оси плазмы и, во-вторых, отсутствие экстремальных зависимостей от давления. Анизотропия выходящего излучения детально исследовалась для области $\lambda = 13.5 \pm 2 \%$ нм: интенсивность вдоль плазменной оси примерно в три раза превышала интенсивность, зарегистрированную под углом к оси. Результирующее излучение в полусферу определялось интерполяцией интенсивности, зарегистрированной в различных направлениях от оси. На длине волны 13 нм эффективность конверсии составила 0.5 % в 2π стерадиан, а на длине волны 11 нм она достигла 2 %.

С использованием нашей модели мы подобрали три параметра плазмы: $n_e = 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1800 \text{ эВ}$, $d = 12.5 \text{ мкм}$, которые приблизительно объясняют оба значения коэффициента конверсии и их отношение в эксперименте [21]. С использованием этих параметров для каждого из воз-

возможных лазерных переходов оценим излучательную способность в единицу времени, I_0 , из объема $V = \pi r^2 L = 1.7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$: $I_0 = \dot{N}_u E_{tr} A_{ul}$, где \dot{N}_u — усредненное по времени число ионов в заданном возбужденном состоянии в объеме V , E_{tr} — энергия перехода, A_{ul} — вероятность радиационного перехода с верхнего на нижний рабочий уровень. Эти данные приведены в таблице, там же даны фойгтовские ширины переходов $\Delta\nu$ и значения коэффициента усиления \hat{g} , усредненные на интервале $\tau_{las} \sim L/c = 4.67 \text{ пс}$. В последней колонке дана оценка энергетического выхода, рассчитанного с учетом усиления: $E_{las}^{out} = I_0 \exp(gL) \tau_{las}$. Для пяти линий в области 13–13.9 нм среднее суммарное значение $E_{las}^{out} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$ в 4π стерадиан, что приблизительно в два раза меньше экспериментального значения работы [21], где зарегистрировано $6 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$ в 2π стерадиан. Полный энергетический выход на переходе с $\lambda = 11.3 \text{ нм}$ составил 10^{16} эВ ($< 1\%$ от энергии импульса накачки); для линии с $\lambda = 4 \text{ нм}$ имеем $E_{las}^{out} = 5 \cdot 10^{16} \text{ эВ} > 4\%$. Энергетический выход на переходе с $\lambda = 11.3 \text{ нм}$ резко возрастает при небольшом увеличении параметров: $n_e \approx 9 \cdot 10^{20}$, $T_e \approx 2000 \text{ эВ}$, $d \approx 15 \text{ мкм}$, в то время как для переходов в области 13 нм E_{las}^{out} растет более медленно. При неизменных значениях T_e и d максимальный выход соответствует выходу при $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (плотность ионов Xe^{26+} $n_i = 3.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Мы полагаем, что наблюдаемый в эксперименте [21] максимум интенсивности выходящего излучения при вариации давления в клапане объясняется изменением плотности кластеров в пучке до достижения оптимальных значений n_e , n_i ; после прохождения области оптимального давления интенсивность падает. Если температура стационарна, с увеличением плотности коэффициент усиления растет за счет увеличения скоростей возбуждения электронным ударом, однако при этом увеличивается ширина линии, приводящая к уменьшению коэффициента усиления. Кроме того, с увеличением плотности уменьшается время жизни Ni-подобного иона. Поэтому значения \hat{g} имеют максимум при определенном значении n_e . Характерно, что для нелазерных линий экстремальных зависимостей от давления не наблюдается. Теоретическое обоснование оптимального значения n_e рассматривается в работе [24].

Наша оценка сделана в предположении пространственной однородности плазмы по параметрам T_e , n_e . Как отмечалось в работе [21], значительная часть энергии импульса накачки поглощается в прилегающих слоях кластеров. Мы полагаем, что из-за большого градиента плотности в экспериментах [21]

наблюдается сильное расхождение лазерного луча, так что отношение интенсивности вдоль оси плазмы всего лишь приблизительно в три раза выше интенсивности под углом к оси.

Аналогичные исследования были выполнены в работе [20], где использовались лазеры с различными длинами волн, длительностями и энергиями импульса, размерами фокального пятна. При увеличении давления в клапане от 0.1 атм до 12 атм размер кластера увеличивался от 10^2 до $5 \cdot 10^6$ ат./кластер. Исследования выполнялись при давлении 10 атм. Для изучения квантового выхода излучения плазмы ксенона использовались три типа лазеров накачки: Ti-Sapphire ($t_p = 120 \text{ фс}$, 120 пс, 8 нс, $E = 3.5\text{--}49 \text{ мДж}$, $\lambda = 745\text{--}800 \text{ нм}$), KrF ($t_p = 500 \text{ фс}$, $E = 24 \text{ мДж}$ и $t_p = 10 \text{ нс}$, $E = 670 \text{ мДж}$, $\lambda = 248 \text{ нм}$) и Nd:YAG ($t_p = 9 \text{ нс}$, $E = 450 \text{ мДж}$, $\lambda = 1064 \text{ нм}$). Здесь использовалась такая же схема экспериментальной установки, как в работе [21], однако единственный спектрометр располагался в направлении, перпендикулярном оси плазмы. В работе [20] были выполнены измерения плотности и радиального распределения атомарного ксенона: непосредственно около сопла $n_i \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($n_e = 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$), на расстоянии 2 мм от сопла $n_i = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($n_e = 1.4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Луч лазера фокусировался в пучок кластеров ксенона на расстоянии 1–2 мм от отверстия камеры. Наиболее высокий коэффициент конверсии в излучение с $\lambda = 5\text{--}18 \text{ нм}$ был достигнут при использовании KrF-лазера (500 фс, 24 мДж, $d = 10 \text{ мкм}$, $L = 2 \text{ мм}$). Интегральное излучение с $\lambda = 5\text{--}18 \text{ нм}$ составило 10% в 4π стерадиан, а с $\lambda = 13.4 \pm 2\% \text{ нм} - 0.03\%/\text{стерадиан}$, что приблизительно в два раза меньше, чем в работе [21]. Согласно нашим расчетам, такой выход возможен при $n_e \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 2500 \text{ эВ}$, $d \sim 10\text{--}12 \text{ мкм}$. При столь малых плотностях в спектре доминирует серия переходов в областях 4 нм, 10 нм, достаточно сильными являются также некоторые переходы в области 13–13.9 нм.

В эксперименте [20] также исследовались спектры излучения плазмы относительно большого объема ($V \sim 10^{-5} \text{ см}^3$). Они были получены с использованием лазеров накачки с энергиями в импульсе 5–6 мДж и диаметром фокального пятна 30–100 мкм. В этом случае средняя энергия электронов составляла несколько десятков эВ, что достаточно лишь для достижения низких степеней ионизации $\text{Xe}^{7+}\text{--}\text{Xe}^{12+}$, спектры резонансных переходов которых также находятся в области 5–18 нм. В этом случае максимальное значение коэффициента конверсии оказалось в несколько раз меньше, чем в слу-

чае высокотемпературной плазмы.

Исследования [21] были продолжены в работе [22] с использованием более длительных импульсов накачки: 30, 300, 3000 пс с интенсивностями, соответственно, 10^{15} , 10^{14} , 10^{13} Вт/см². Здесь формировался пуг из ста импульсов с энергией 0.024 Дж = $1.4 \cdot 10^{17}$ эВ в каждом импульсе. Фокусировка проводилась в пучок кластеров на расстоянии 1 мм от сопла. В работе [22] был определен минимальный временной интервал между импульсами в пучке, при котором полностью обновлялось состояние пучка кластеров при диаметре плазмы 10 мкм, давлении 30–40 бар. При заданных параметрах установки максимальная частота повторения импульса составила 125000 с^{-1} . В работе [22] было установлено также, что 100 %-е поглощение энергии импульса для указанных длительностей происходит при давлении жидкого ксенона в клапане более 30 бар. Высокая интенсивность выходящего излучения наблюдалась в области 10–10.7 нм. Энергетический выход регистрировался лишь для $\lambda = 13.4 \text{ нм} \pm 2 \%$. Наибольший коэффициент конверсии $\sim 0.2 \%$ в 2π стерадиан был достигнут при использовании импульса 30 пс. В этой же работе коэффициент конверсии измерялся с использованием лазерного импульса длительностью 10 нс с энергией 0.975 Дж $\approx 6 \cdot 10^{18}$ эВ, интенсивностью 10^{14} Вт/см². В этом случае коэффициент конверсии составил 0.26 % в 2π стерадиан, что оказалось весьма неожиданным результатом.

Заметим, что при использовании длительных импульсов реализуется кулоновский (более медленный) механизм распада кластеров, разогрев плазмы идет за счет поглощения свободными электронами энергии лазерного импульса. Ионизация происходит последовательно; из интегральных по времени спектров следует, что в эксперименте [22] достигаются весьма высокие стадии ионизации, включая Хе XXVII. При использовании длительных импульсов с умеренной интенсивностью ($I_{pump} \sim 10^{14}$ Вт/см²) время достижения Ni-подобной стадии из Си-подобной сопоставимо со временем возбуждения уровней Ni-подобного иона. Из-за столкновительного перемешивания уровней в процессе достижения Ni-подобной стадии механизм короткоживущей инверсии здесь не реализуется. В этом случае реализуется механизм квазистационарной инверсии, который возможен на переходах в области 13–13.8 нм, а также в области 10 нм.

При достижении достаточно высоких степеней ионизации энергия плазмы расходуется в основном на рекомбинационное и тормозное излучения. Радиационные потери за счет излучения на перехо-

дах между связанными уровнями составляют лишь несколько процентов. Подробные формулы для расчета радиационных потерь в плазме приведены в работе [46]. В случае плазмы ксенона в условиях оптимальных n_e , T_e для достижения максимальных значений gL энергетические потери с учетом всех радиационных процессов составляют приблизительно 0.5 кэВ/пс. Поэтому при достаточно длительном импульсе накачки ($\tau_{pump} > 10$ пс) ключевым фактором является энергия импульса, которая должна быть достаточной для поддержания оптимальных значений T_e в течение существования инвертированного состояния рабочего иона Хе²⁶⁺.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во всех экспериментах, зарегистрировавших anomalно высокий коэффициент конверсии энергии лазера накачки в энергию излучения плазмы ксенона в области 10–15 нм, продемонстрированы также спектры в области 0.8–1.9 нм, которые соответствуют резонансным переходам Ni-подобного ксенона, а также ионам с более высокими степенями ионизации. Коэффициент конверсии для резонансных переходов в указанную область ($\sim 0.1 \%$) [19, 38] на три порядка меньше, чем для переходов между возбужденными уровнями ($\sim 10 \%$) [20, 21]. В обычных спектроскопических исследованиях с точечным источником интегральные по спектру интенсивности резонансных линий на несколько порядков превышают интенсивности переходов между возбужденными состояниями.

Линии переходов между возбужденными состояниями в Хе²⁶⁺ находятся в той же спектральной области, что и резонансные переходы в Хе¹⁰⁺–Хе¹²⁺. По этой причине в ранних исследованиях предполагалось, что anomalно высокий коэффициент конверсии соответствует переходам в этих низзарядных ионах. Эти предположения фактически опровергаются в работе [20], где с использованием различных лазеров накачки создавалась плазма с T_e , равным нескольким десяткам эВ; коэффициент конверсии в излучение в области 8–18 нм в этом случае оказался на несколько порядков ниже, чем в экспериментах с высокотемпературной плазмой [20, 21].

В настоящей работе показано, что высокий коэффициент конверсии возможен в плазме ксенона с оптимальными параметрами для наблюдения усиления спонтанного излучения на переходах Хе XXVII. Это подтверждается наличием анизотропии выходящего излучения вдоль оси плазмы и под углом к ней,

а также совпадением длин волн и энергетических выходов наиболее интенсивных линий, описанных в работе [21], с теоретическими результатами настоящей работы. В экспериментах [20, 21] методом подбора, в принципе, были найдены оптимальные параметры плазмы для возникновения лазерного эффекта: $n_e = (8-9) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.8-2 \text{ кэВ}$, однако радиальное распределение плотности в плазменном шнуре имело большой градиент, что приводило к сильному пространственному расхождению выходящего излучения.

На наш взгляд, пространственная однородность плазмы может быть улучшена с помощью использования щелевого клапана и щелевого отверстия камеры. В таком случае давление ксенона в клапане должно быть, по-видимому, выше, чем в случае круглого отверстия. Поток кластеров будет представлять собой «ленту» толщиной D и шириной L . Для достижения максимального поглощения энергии импульс накачки должен фокусироваться вдоль щели (диаметр фокального пятна $d \approx D$). Незначительное влияние краевых неоднородностей все же останется, оно приведет к расхождению выходящего луча в некоторый плоский угол θ . В такой схеме эксперимента значительно уменьшится поток крупных заряженных частиц, разрушающих оптические приборы.

Очевидно, что разные лазеры накачки и, соответственно, разные размеры щелевых отверстий необходимы для достижения максимального энерговыхода на каждом из переходов. Возбуждение короткоживущей инверсии на переходах с $\lambda = 4, 11.3, 13.6 \text{ нм}$ возможно лишь с использованием ультракоротких импульсов 30–100 фс. В современных фемтосекундных лазерах максимальная энергия одиночного импульса имеет порядок 0.5–0.8 Дж. Исходя из этого, а также учитывая, что затухание усиления на этих переходах происходит в течение 3–5 пс, размеры плазмы определяем как $30^2 \text{ мкм}^2 \times 1 \text{ мм}$ ($V \sim 9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$). Для этих переходов максимальное значение $gL \sim 9-10$ при $T_e \sim 2 \text{ кэВ}$, $n_e = (0.9-1) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что обеспечивает выход $10^{16}-10^{17} \text{ эВ}$ в плоский угол θ .

Для переходов в области 10 нм и 13–13.9 нм, обусловленных квазистационарной инверсией, оптимальные параметры $n_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.8-1 \text{ кэВ}$ выберем из условия максимального значения $gL = 6-8$ при максимальном отношении L/d (см. рис. 2 в [23]). В этих условиях Ni-подобная стадия существует в течение 20–30 пс; для поддержания T_e в течение этого времени в плазме с размерами $100^2 \text{ мкм}^2 \times 0.5 \text{ см}$ необходима энергия

импульса $\sim 100 \text{ Дж}$ при длительности 100–300 пс, интенсивности $10^{14}-5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Предлагаемая геометрия плазмы минимизирует влияние краевых неоднородностей, выходящий луч будет узконаправленным с энергетическим выходом $E_{out} \geq 0.5 \text{ Дж}$ для обоих значений λ . Таким образом, при частоте повторения импульса накачки 10^4 Гц на переходах с короткоживущей инверсией ($\lambda = 4, 11.4, 13.6 \text{ нм}$) выходная мощность составит $W \sim 100 \text{ Вт}$, на переходах с квазистационарной инверсией ($\lambda = 10 \text{ нм}, 13-13.9 \text{ нм}$) максимально возможное значение $W \approx 5 \cdot 10^3 \text{ Вт}$.

Интерпретация экспериментальных результатов позволяет указать на некоторые важные аспекты, не затронутые в работах [19–22]. Во-первых, приводятся интегральные по времени спектры излучения; между тем именно временные характеристики излучения наиболее интенсивных линий могут дать дополнительную информацию для диагностики плазмы и тестирования теоретических зависимостей $g(\tau)$. Во-вторых, важной характеристикой накачки является пространственное распределение интенсивности в луче фемтосекундного лазера. По-видимому, нужны дополнительные исследования, направленные на улучшение пространственной однородности интенсивности импульса накачки. В-третьих, достаточно интенсивное когерентное излучение на переходе $3d^9 4f [J = 1]-3d^9 4d [J = 1]$ с $\lambda = 11.3 \text{ нм}$ может наблюдаться в поперечном направлении от цилиндрической плазмы (в этом случае длина плазмы d , а ширина L). Это обусловлено сильной зависимостью коэффициента усиления для этого перехода от поперечного размера плазмы и субпикосекундным временем достижения максимального значения $g(\tau)$, которое при $T_e \geq 3 \text{ кэВ}$, $d \sim 30 \text{ мкм}$ может достигать $300-600 \text{ см}^{-1}$. С использованием щелевых клапанов и поперечной схемы накачки (фокусировка в линейку) этот переход является перспективным для достижения субпикосекундных импульсов в мягкой рентгеновской области. К сожалению, не исследовалась область 4 нм, где, по-видимому, эффект наиболее сильный.

Дальнейший прогресс в создании супермощных источников монохроматического излучения тормозится из-за отсутствия спектроскопических данных для высокозарядных ионов, включающих переходы между состояниями с возбуждением внутренней оболочки остова. Длины волн переходов между такими состояниями $2s2p^6 3s-2s2p^6 3p$, $2s2p^6 3p-2s2p^6 3d$ в высокозарядных Ne-подобных ионах ScXII–Ni XIX изучались методами прецизионной спектроскопии в эксперименте [47], где было продемонстрировано

хорошее согласие с результатами предварительных расчетов методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения [48]. Подтверждением надежности этого метода является хорошее согласие теоретических и экспериментальных [36–38] данных для резонансных переходов в основное состояние Ni-подобного ксенона из состояний $3p^5 3d^{10} 4s, 4d [J = 1]$ (разд. 2, рис. 2).

Представленные здесь результаты показывают, что атомно-кинетический расчет представляет собой «компьютерный эксперимент», который может использоваться для интерпретации спектров излучения неравновесной плазмы с целью определения оптимальных параметров и коэффициентов усиления на переходах многозарядного иона. Сопоставление результатов компьютерного эксперимента с результатами экспериментов, представленных в работах [20–22], позволяет определить экспериментальные параметры плазмы, а также предложить оптимальные схемы накачки для достижения максимально возможных энергетических выходов для каждого доступного источника накачки плазмы. Для оценки коэффициента усиления мы используем усредненное по времени значение \hat{g} , что достаточно корректно воспроизводит экспериментальную ситуацию. Наша теория справедлива для любых достаточно коротких импульсов накачки, когда расширение плазмы несущественно, а эффект усиления спонтанного излучения происходит в режиме ионизации рабочего иона. Усиление спонтанного излучения в плазме формируется до окончания прохождения импульса накачки через мишень за время τ_{pump} . Очевидно, что наблюдение нелинейного усиления интенсивности коротковолнового излучения с длительностью τ_{las} возможно при условии $\tau_{las} > \tau_{pump} \approx L/c$. Это принципиальное ограничение на длину плазмы L .

Погрешность расчета коэффициентов усиления, связанная с неопределенностью энергетических функций распределения электронов и ионов, а также с неточностью ионизационного баланса, составляет 10–20%. Удовлетворительная точность расчета доказана сопоставлением наших теоретических и экспериментальных коэффициентов усиления для переходов в различных ионах [23–26]. Надежность результатов для $g(\tau)$ обусловлена достаточно высокой точностью расчета атомных констант и скоростных коэффициентов как для низко-, так и для высоколежащих состояний рабочего иона методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения [27, 28, 42–44, 48–51].

В заключение отметим, что в настоящее время

интенсивно разрабатываются методы создания пылевой плазмы из кластеров различных элементов (см., например, [3–6]), изучаются свойства кластеров и плазмы [52, 53]. В перспективе с использованием кластеров других элементов в рассматриваемой здесь схеме возможно создание супермощных источников узконаправленного излучения в широком диапазоне длин волн мягкой рентгеновской области.

Авторы благодарят Н. А. Зиновьева за помощь в оформлении рисунков.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
2. A. McPherson, B. J. Thompson, A. B. Borisov, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *Nature (London)* **370**, 631 (1994).
3. T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate et al., *Nature (London)* **386**, 54 (1997).
4. M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, and M. Schmidt, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 261 (1998).
5. M. A. Lebeault, J. Viallon, J. Chevalerey et al., *Europ. Phys. J. D* **20**, 233 (2002).
6. J. Zweiback, T. Ditmire, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **59**, R3166 (1999).
7. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, *Phys. Rep.* **370**, 237 (2002).
8. O. F. Hagena and W. Obert, *J. Chem. Phys.* **56**, 1793 (1972).
9. J. Farges, M. F. d. Feraudy, B. Raoult, and G. Torchet, *J. Chem. Phys.* **84**, 3491 (1986).
10. S. Dobosz, M. Lezius, M. Schmidt, P. Meynadier, and D. Normand, *Phys. Rev. A* **56**, R2526 (1997).
11. L. Köller, M. Schumacher, J. Köhn, S. Teuber, J. Tiggesbäumker., and K. H. Meiwes-Broer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3783 (1999).
12. E. Springate, N. Hay, J. W. G. Tisch, M. B. Mason, T. Ditmire, M. H. R. Hutchinson, and J. P. Marangos, *Phys. Rev.* **61**, 063201 (2000).
13. T. Ditmire, T. Donnelly, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3122 (1995).

14. Т. Аугусте, П. Д'Оливейра, С. Хулин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 54 (2000).
15. А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, Ф. Бласко и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 583 (2001).
16. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, Phys. Rep. **370**, 237 (2002).
17. В. П. Крайнов, М. В. Смирнов, ЖЭТФ **121**, 867 (2002).
18. М. В. Smirnov and V. P. Krainov, Phys. Plasmas **10**, 443 (2003).
19. Н. Honda, Е. Miura, К. Katsura, Е. Takahashi, and К. Kondo, Phys. Rev. A **61**, 023201 (2000).
20. М. Mori, Т. Shiraishi, Е. Takahashi et al., J. Appl. Phys. **90**, 3595 (2001).
21. S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, H. Stiel et al., Phys. Rev. E **64**, 036404 (2001).
22. S. Ter-Avetisyan, U. Vogt, H. Stiel, M. Schnürer, I. Will, and P. V. Nickles, J. Appl. Phys. **94**, 5489 (2003).
23. Е. П. Иванова, Н. А. Зиновьев, Л. В. Найт, КЭ **31**, 683 (2001).
24. Е. П. Иванова, Н. А. Зиновьев, КЭ **27**, 207 (1999).
25. Е. Р. Ivanova and N. A. Zinoviev, Phys. Lett. A **274**, 239 (2000).
26. Е. П. Иванова, А. Л. Иванов, КЭ **34**, 1013 (2004).
27. А. Л. Гогава, Е. П. Иванова, Опт. и Спектр. **59**, 1310 (1985).
28. Е. Р. Ivanova and A. V. Gulov, Atom. Data Nucl. Data Tables **49**, 1 (1991).
29. J. H. Scofield and B. J. MacGowan, Phys. Scripta **46**, 361 (1992).
30. G. D. Enright, D. M. Villeneuve, J. Dunn et al., J. Opt. Soc. Amer. **8**, 2047 (1991).
31. S. B. Healy, K. A. Janulevich, and G. J. Pert, Opt. Comm. **144**, 24 (1997).
32. В. И. Держиев, А. Г. Жидков, С. И. Яковленко, *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
33. E. Fill, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **39**, 489 (1988).
34. A. Klisnick, A. Carrillon, G. Jamelot, P. Jargle et al., SPIE Proc. **3776**, 282 (1999).
35. А. Н. Рябцев, С. С. Чурилов, в сб. *Спектроскопия многозарядных ионов*, Наука, Москва (1991), с. 76.
36. C. Chenais-Popovics, V. Malka, J.-C. Gathier et al., Phys. Rev. E **65**, 046418 (2002).
37. K. Boyer, B. D. Thompson, A. McPherson, C. K. Rhodes, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **27**, 4373 (1994).
38. T. Ditmire, P. K. Patel, R. A. Smith et al., J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **31**, 2825 (1998); T. Ditmire, R. A. Smith, R. S. Marjoribanks, G. Kulcsár, and M. H. R. Hutchinson, Appl. Phys. Lett. **71**, 166 (1997).
39. K. J. Whitney, A. Dasgupta, and P. E. Pulsifer, Phys. Rev. E **50**, 468 (1994).
40. D. Benredjem, A. Sureau, and C. Möller, in: Inst. Phys. Conf. Ser. № 151, Bristol, Philadelphia, IOP Publishing Ltd (1996), p. 333).
41. B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, Opt. Lett. **19**, 569 (1994).
42. L. N. Ivanov, E. P. Ivanova, and L. V. Knight, Phys. Lett. A **206**, 89 (1995).
43. L. N. Ivanov, E. P. Ivanova, and L. V. Knight, Phys. Rev. **48**, 4365 (1993).
44. E. P. Ivanova and I. P. Grant, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **31**, 2871 (1998).
45. L. N. Ivanov, E. P. Ivanova, L. V. Knight, and A. G. Molchanov, Phys. Scripta **53**, 653 (1996).
46. Y. Abou-Ali, A. Demir, G. F. Tallent, M. Edwards, R. E. King, and G. J. Pert, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **36**, 4097 (2003).
47. C. Jupen, U. Litzen, and E. Träbert, Phys. Lett. A **214**, 273 (1996).
48. E. P. Ivanova and A. V. Glushkov, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **36**, 127 (1986).
49. E. P. Ivanova, A. L. Ivanov, N. A. Zinoviev, and L. V. Knight, SPIE Proc. **3735**, 266 (1999).
50. E. P. Ivanova and N. A. Zinoviev, J. Phys. IV **11**, 152 (2001).
51. E. P. Ivanova, Amer. Inst. Phys. Conf. Proc. **641**, 247 (2002).
52. И. А. Белов, А. С. Иванов, Д. А. Иванов, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, Письма в ЖЭТФ **25**, 89 (1999).
53. А. Г. Леонов, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, Письма в ЖЭТФ **77**, 577 (2003).