

Генерация стимулированного излучения на переходе $5s^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 5p \ ^2P_{3/2}$ ионов Cd II при распылении металлического кадмия ядерными частицами

А.И.Миськевич

Рассматривается принципиально новый способ прямого преобразования энергии ядерных реакций в лазерное излучение, основанный на использовании эмиссии возбужденных ионов (или атомов) при бомбардировке твердого тела заряженными частицами – продуктами ядерных реакций. Для металлического кадмия, облучаемого α -частицами ^{238}Pu , приводятся результаты экспериментального изучения эмиссии возбужденных ионов Cd II и атомов Cd I. Обнаружено, что при нагреве кадмия до температуры свыше 160°C (не менее $0.5T_m$, где T_m – температура плавления) происходит испускание ионов Cd II, находящихся преимущественно в состояниях $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$, и резонансно-возбужденных атомов Cd I.

Ключевые слова: ядерная накачка, эмиссия ионов, стимулированное излучение.

Смеси легких и тяжелых инертных газов, смеси гелия с парами металлов (Cd, Zn, Hg) и молекулярными газами (N_2 , H_2) используются для получения лазерного излучения при возбуждении продуктами нейтронных ядерных реакций ^{235}U (n, f), ^3He (n, p) ^3T , ^{10}B (n, α) ^7Li [1–3]. Преобразование энергии ядерных реакций в световое излучение в этих средах осуществляется в многоступенчатом процессе, включающем в себя торможение в буферном газе заряженных частиц – продуктов ядерных реакций – с образованием в нем ионов и метастабильных атомов буферного газа с последующим преобразованием их при тройных соударениях в возбужденные состояния. Дальнейшая передача энергии активным частицам, содержащимся в буферном газе в виде малой примеси, происходит столкновительным путем с участием возбужденных состояний буферного газа в ходе многочисленных плазмохимических реакций, число которых может составлять несколько сотен [4].

Для эффективной работы лазера с ядерной накачкой необходимо, чтобы ядерные частицы полностью замедлялись в активной среде. Высокие кинетические энергии частиц (~ 100 кэВ – 100 МэВ) обуславливают наличие определенных требований к поперечному размеру активного элемента и давлению буферного газа в нем. В частности, необходимо, чтобы выполнялось соотношение $pd \geq 1$, где p – давление буферного газа в атмосферах, а d – диаметр лазерной трубки в сантиметрах. Для большинства лазеров с ядерной накачкой характерны значения $p \sim 1$ атм и $d \sim 3$ см.

Основные недостатки, присущие этой схеме накачки, заключаются в низком КПД преобразования энергии ядерных реакций из-за неселективности заселения рабочих уровней активного газа, возникновении термолинзы в активной среде лазера и большом столкновительном

уширении линии рабочего перехода. Для реактор-лазерной системы [5], основанной на использовании ядерной реакции ^{235}U (n, f), определенные трудности возникают из-за небольшого количества ^{235}U , которое может содержаться в лазерной трубке, и сильного загрязнения осколками деления урана газовой активной среды лазера.

Ниже описывается принципиально новый способ прямого преобразования энергии ядерных реакций в лазерное излучение, основанный на использовании эмиссии возбужденных ионов (или атомов) при бомбардировке металлической фольги заряженными частицами – продуктами ядерных реакций ([6], с. 590). В принципе, для работы лазера не требуется буферный газ, поскольку ядерные частицы тормозятся и теряют всю свою кинетическую энергию в слое металла толщиной $\sim 10^{-3}$ см, распыляют этот слой и сразу образуют, минуя все промежуточные стадии, возбужденные ионы (или атомы) в состояниях, являющихся верхними рабочими уровнями лазерных переходов. Например, при бомбардировке кадмиевой пленки быстрыми электронами ($E_e \sim 150$ кэВ), α -частицами ($E_\alpha \sim 5.3$ МэВ) или продуктами ядерной реакции ^3He (n, p) ^3T ($E_p = 0.57$ МэВ, $E_T = 0.19$ МэВ) сразу образуются возбужденные ионы Cd^+ ($5s^2 \ ^2D_{5/2,3/2}$), которые позволяют получить генерацию на трех длинах волн (441.6, 325 и 353.6 нм) [7, 8]. Чтобы избежать возможного запыления зеркал или окон лазерной трубки, активный элемент лазера должен содержать некоторое количество буферного газа. Такой ионно-эмиссионный лазер с ядерной накачкой может работать в диапазоне давлений буферного газа, удовлетворяющих условию $0 < pd \leq 1$.

Предлагаемый способ прямого преобразования ядерной энергии в световую позволяет увеличить содержание урана в активном элементе лазера в 2–4 раза (или соответственно уменьшить его поперечные размеры), снизить давление буферного газа в 10 раз и более, повысить в 5–7 раз КПД лазера за счет одноступенчатого характера преобразования энергии и селективного заселения рабочего уровня и уменьшить газовую составляющую осколочной радиационной активности лазера. КПД ионно-

Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: miskev@htsc.mephi.ru

эмиссионного лазера превышает КПД лазеров с ядерной накачкой традиционного типа, но уступает КПД лазеров на эксимерных средах.

В литературе известны попытки использования пучков электронов с высокой энергией для получения паров тугоплавких металлов Mo и W [9]. В работе [10], например, в условиях катодного распыления этих металлов электронами в электрическом разряде при комнатной температуре была получена концентрация атомов Cu, достаточная для работы лазера на парах меди, а в работах [11, 12] сообщалось о генерации на переходах ионизированных атомов Cd, Zn, Cu и Ag в трубках с полым катодом без внешнего подогрева.

Распыление материалов происходит при бомбардировке их ионами и ядерными частицами. Оно сопровождается эмиссией фотонов, поскольку некоторые вылетающие ионы и нейтральные атомы оказываются в возбужденном состоянии [13]. При использовании высокоэнергетических продуктов ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ авторы работ [7, 14, 15] наблюдали сильную световую эмиссию при распылении нанесенных на кварцевое стекло пленок Cd, Zn, Pb, Ag, Bi, Cs, причем интенсивность светового излучения значительно возрастала при подогреве кварцевых подложек до 70°C (для атомов Cs), $140\text{--}240^\circ\text{C}$ (для Zn, Pb, Bi, Cd) и до 560°C (для Ag). В работе [8] аналогичный эффект наблюдался при бомбардировке α -частицами кадмиевой фольги, нагретой до $200\text{--}240^\circ\text{C}$.

Мы провели спектроскопические исследования эмиссии возбужденных ионов при бомбардировке металлического кадмия α -частицами с энергией 5.3 МэВ и рассмотрели применение этого способа преобразования ядерной энергии в световую для получения стимулированного излучения на переходе $5s^2D_{5/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ иона Cd II ($\lambda = 441.6$ нм). В практических задачах использование толстой металлической фольги вместо тонких пленок, нанесенных на кварцевую подложку, более предпочтительно. Спектроскопические исследования проводились на установке, описанной в работе [16]. Металлический кадмий в виде диска $\varnothing 40$ мм и толщиной 1 мм был установлен на плоском нагревателе и помещен в откачиваемую камеру напротив α -источника (${}^{238}\text{Pu}$) с активностью $\sim 10^7$ Бк. Камера имела кварцевое окно, позволяющее регистрировать световое излучение с помощью монохроматора МДР-23. Регистрация проводилась фотоумножителем ФЭУ-100, работающим в режиме счета фотонов. Температура кадмия контролировалась хромель-копелевой термопарой и могла изменяться от 20 до 320°C . Камера откачивалась до высокого вакуума и заполнялась чистым гелием до давления от нескольких торр до 2280 Тор.

Генерационные эксперименты проводились на импульсном ядерном реакторе ВИР-2М при использовании для накачки продуктов реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ и на специально сконструированном лазере с накачкой сильным пучком электронов длительностью ~ 3 нс и энергией ~ 150 кэВ (плотность тока пучка электронов составляла 500 А/см 2).

Типичный спектр люминесценции, возникающей при бомбардировке кадмиевой фольги α -частицами в атмосфере буферного газа He, показан на рис.1. Спектр содержит бейтлеровские линии иона Cd II с $\lambda = 441.6, 325.0$ и 353.6 нм и связанные с ними линии каскадных переходов с $\lambda = 214.4$ и 226.5 нм. Из атомарных линий в спектре присутствуют только резонансные линии Cd I с $\lambda = 326.1$ и 228.8 нм, а из других ионных линий – только

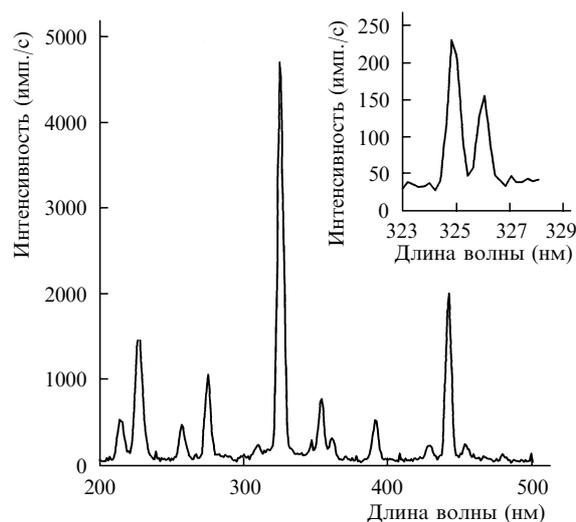


Рис.1. Спектр люминесценции, измеренный с разрешением 2.8 нм при бомбардировке кадмиевой фольги α -частицами с энергией 5.3 МэВ. На вставке показан участок спектра вблизи $\lambda = 325$ нм, измеренный с разрешением 0.39 нм. Температура фольги 240°C , давление гелия 600 Тор. Запись спектра производилась монохроматором МДР-23 с дифракционной решеткой 1200 штрих./мм и ФЭУ-100 без использования фильтров.

переходы с $6s^2S_{1/2}$ -уровня Cd II ($\lambda = 274.9$ и 257.3 нм). Несмотря на большое время жизни верхнего уровня (~ 830 нс для линии с $\lambda = 441.6$ нм и 300 нс для линии с $\lambda = 325$ нм [17]), бейтлеровские линии имеют наивысшую яркость в спектре. Диаграмма энергетических уровней атома и иона кадмия приведена на рис.2, где стрелками указаны наблюдаемые переходы.

Распылительный механизм заселения ионных уровней Cd II обеспечивает более высокую эффективность преобразования ядерной энергии в световую по сравнению с эффективностью такого преобразования в паразитных средах. В качестве примера на рис.3 показана зави-

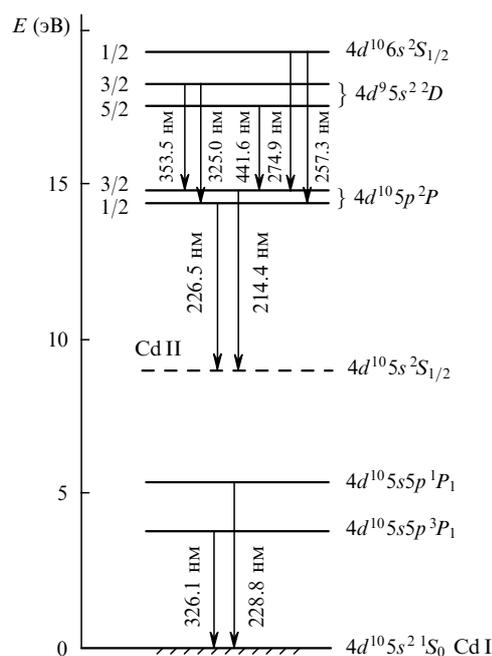


Рис.2. Диаграмма энергетических уровней атома Cd I и иона Cd II. Стрелками обозначены переходы, наблюдаемые при распылении кадмиевой фольги α -частицами.

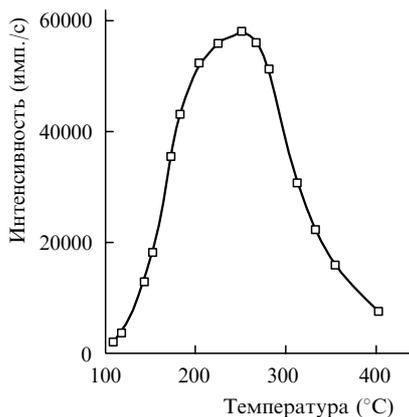


Рис.3. Зависимость интенсивности бейтлеровской линии иона Cd II ($\lambda = 441.6$ нм) от температуры кадмия. Распыление кадмиевой пленки производилось продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ в атмосфере ^3He при его давлении 650 Тор.

симость интенсивности бейтлеровской линии иона кадмия ($\lambda = 441.6$ нм) от его температуры. Данные получены при облучении в активной зоне реактора ИРТ-МИФИ кварцевой кюветы со смесью $^3\text{He}-\text{Cd}$ (давление ^3He равно 650 Тор). Металлический кадмий наносился на боковую поверхность кюветы в виде пленки, распыление его проводилось продуктами реакции $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$. При температуре стенок кюветы выше температуры плавления кадмия ($T_m = 320.9^\circ\text{C}$) пленка разрушалась и образовывалась обычная парогазовая смесь, которая затем возбуждалась традиционным способом с участием атомов и молекул буферного газа. Видно, что при характерных для лазеров с ядерной накачкой на парах кадмия рабочих температурах ($\sim 320-360^\circ\text{C}$) эффективность заселения верхнего лазерного уровня в 2.5–5.0 раз ниже эффективности заселения, получаемой при распылении металлической пленки.

Интенсивность люминесценции, возникающая при распылении ядерными частицами зависит от температуры поверхности кадмиевой фольги: с увеличением температуры наблюдается резкий рост интенсивности всех линий, однако форма спектра при этом не меняется и соотношение между интенсивностями отдельных линий остается постоянным. На рис.4 показан температурный рост интенсивности линии с $\lambda = 441.6$ нм и двух неразрешенных

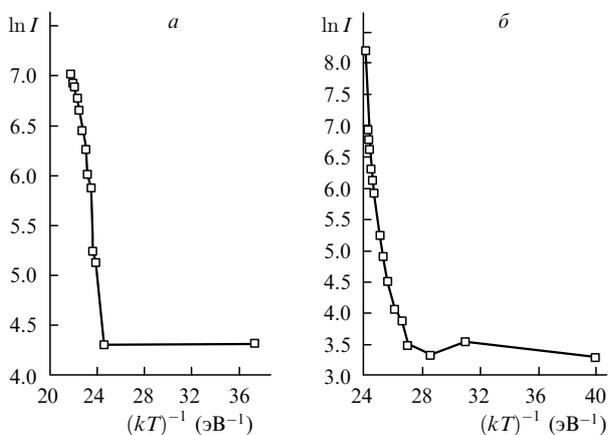


Рис.4. Зависимости от $(kT)^{-1}$ интенсивности I двух неразрешенных линий Cd II с $\lambda = 325$ и 326.1 нм (а) и линии Cd II с $\lambda = 441.6$ нм (б) при распылении кадмиевой фольги α -частицами с энергией 5.3 МэВ при давлении гелия 54 Тор.

шенных линий с $\lambda = 325$ и 326.1 нм. Экспоненциальный рост люминесценции начинается при температурах, превышающих $150-160^\circ\text{C}$, и хорошо аппроксимируется выражением

$$I \sim \exp(-A/kT), \tag{1}$$

где A – энергия активации данного процесса; $k = 8.6153 \times 10^{-5}$ эВ/К – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура кадмиевой фольги. Для неразрешенных линий с $\lambda = 325$ и 326.1 нм энергия $A = 0.85$ эВ, что в пересчете на 1 моль Cd соответствует 85.51 кДж/моль, а для линии с $\lambda = 441.6$ нм имеем $A = 0.749$ эВ или 75.33 кДж/моль. Все эти данные достаточно хорошо совпадают (с учетом погрешности измерения) с энергией активации коэффициента самодиффузии металлического Cd, равной 76–80 кДж/моль ([6], с.383). Таким образом, можно предположить, что изменения интенсивности ионных линий Cd II при распылении связаны с увеличением скорости самодиффузии атомов кадмия в кадмиевой фольге.

С помощью подвижной диафрагмы, установленной внутри камеры и позволяющей изменять границы области сбора света, были измерены пространственные распределения продуктов распыления кадмиевой фольги (возбужденных ионов), излучающих на длинах волн 325, 441.6 и 274.9 нм, в зависимости от расстояния до поверхности кадмиевого диска при разных давлениях гелия в камере. Несмотря на большие различия (почти в 300 раз) во времена высвечивания уровней, соответствующих указанным длинам волн, все три распределения достаточно хорошо совпали между собой (рис.5). Поскольку линия с $\lambda = 274.9$ нм (переход $6s^2 S_{1/2} \rightarrow 5p^2 P_{3/2}$ Cd II) не связана с долгоживущими бейтлеровскими уровнями каскадными переходами, объяснить эти экспериментальные фак-

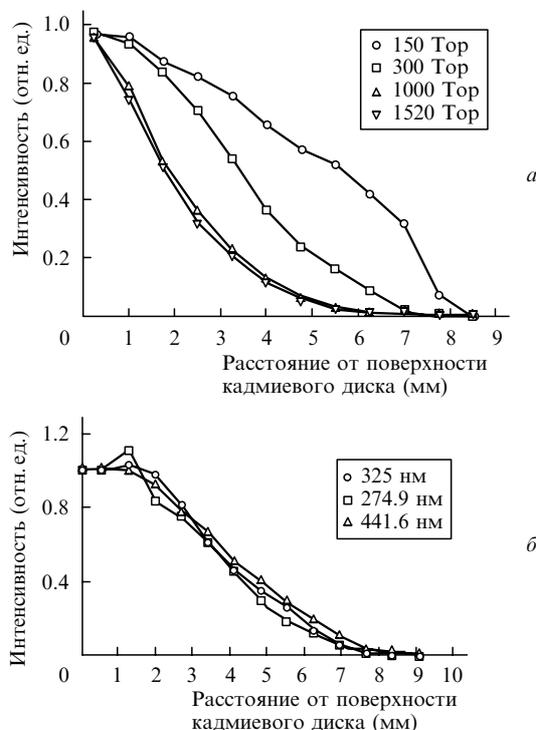


Рис.5. Пространственные распределения интенсивности люминесценции на длине волны 325 нм для разных давлений гелия в камере в случае распыления кадмиевой фольги при температуре 240°C (а) и для отдельных спектральных линий при постоянном давлении гелия 300 Тор и температуре 240°C (б).

ты можно, только если предположить, что существует двухступенчатый механизм ионной эмиссии – выброс из фольги микрокапель металла при бомбардировке ядерными частицами и последующее испускание из летящих капель за счет самодиффузии возбужденных ионов Cd II в состояниях $5s^2 2D$ ($\lambda = 325$ и 441.6 нм) и $6s^2 S_{1/2}$ ($\lambda = 274.9$ и 257.3 нм), резонансно-возбужденных атомов и нейтральных атомов кадмия.

Мы провели оценки размера микрокапель, определяя массу распыленного α -частицами металла для различных энергий α -частиц. Кадмиевая фольга взвешивалась на аналитических весах до и после ее облучения в камере, заполненной гелием при разных давлениях. Облучение α -частицами проводилось при постоянной температуре 240°C в течение фиксированного времени. Поскольку поток и энергия α -частиц, падающих на мишень, известны, можно было определить массу металла, выбиваемого в данных условиях одной α -частицей. Потери металла, связанные с термическим испарением, учитывались экспериментально путем взвешивания образца до и после экспозиции в камере в течение фиксированного времени при отсутствии в ней источника α -частиц. Оказалось, что одна α -частица с энергией около 5 МэВ при температуре подложки 240°C создает микрокаплю весом до 10^{-14} г, содержащую около 10^8 атомов кадмия. Для сравнения укажем, что при комнатной температуре в условиях вакуума в камере коэффициент распыления металлического кадмия, измеренный при двухмесячной экспозиции, составил всего 4×10^{-17} г на одну α -частицу.

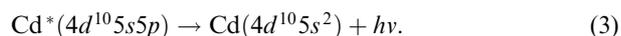
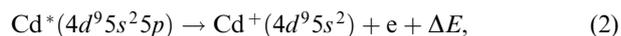
Микрофотографическое изучение поверхности облученной кадмиевой фольги показало, что выброс металла из фольги происходит из глубинных слоев. Для отдельной α -частицы область выброса имеет форму, близкую к цилиндрической с поперечным размером около 1 мкм и продольным – порядка пробега α -частицы в веществе. Таким образом, в зависимости от начальной энергии α -частицы образуются микрокапли разных размеров, имеющие разную температуру. Оба этих фактора влияют на скорость самодиффузии атомов кадмия и на их выход из металла.

Преимущественное испускание долгоживущих бейтлеровских ионов кадмия Cd^+ в состояниях $5s^2 2D_{5/2,3/2}$ и возбужденных атомов Cd в состоянии $4d^{10} 5s5p$ при распылении ядерными частицами может быть объяснено, исходя из представлений капельной термической модели, самодиффузии и распада автоионизационных состояний возбужденных атомов кадмия.

При торможении в кадмии α -частица взаимодействует с атомами кристаллической решетки, выбивает некоторые из них в междоузлия и образует так называемый температурный клин [18], внутри которого оказывается сосредоточенной вся кинетическая энергия α -частицы в виде колебаний решетки и смещенных атомов. Температура внутри клина значительно повышается и может превысить температуру плавления металла. Согласно [18] металл при этом не обладает аморфным строением настоящей жидкости и фактически представляет собой перегретое твердое тело. Выброс микрокапли разогретого металла, содержащей смещенные из узлов кристаллической решетки атомы кадмия, происходит за счет возникших термических напряжений. Размер микрокапли и скорость ее вылета зависят от энергии α -частицы, температуры фольги и угла падения α -частицы на поверхность металла.

Смещенные атомы кадмия диффундируют внутри капли в поисках вакансий. При температурах кадмия ~ 160 – 260°C коэффициент самодиффузии возрастает на много порядков и это способствует ускоренному выходу смещенных атомов из металла. Очевидно, что данный процесс сильно зависит от размеров капли. Именно действием этого фактора можно объяснить наблюдаемый в эксперименте рост интенсивности бейтлеровских линий с увеличением давления буферного газа, поскольку глубина проникновения α -частиц в металл уменьшается за счет снижения их энергии в газе и образования капель меньшего размера.

Специфическая форма спектра люминесценции при распылении металла высокоэнергетичными частицами связана с преимущественным возбуждением электронов внутренних электронных оболочек атомов металла. При распылении атома Cd I, имеющего заполненные электронные оболочки $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 1S_0$, в металле в области температурного клина могут образовываться смещенные атомы, у которых произошло возбуждение одного из $4d$ -электронов ($4d^9 5s^2 5p$) или одного из $5s$ -электронов ($4d^{10} 5s5p$). При выходе (за счет самодиффузии) таких атомов в вакуум образуются атомы в автоионизационном состоянии и резонансно-возбужденные атомы. Их распад происходит при переходах



Реакция (2) приводит к образованию бейтлеровских ионов и испусканию ими линий с $\lambda = 325, 353.6$ и 441.6 нм, а реакция (3) – к испусканию резонансных линий Cd I с $\lambda = 228.8$ и 326.1 нм.

Эффективность заселения бейтлеровских уровней Cd II при распылении металлической фольги оценивалась путем сравнения кадмиевых спектров со спектрами люминесценции смеси He–Ne–Ar (давление He равно 760 Тор, Ne – 15 Тор, Ar – 7.5 Тор) и смеси Ar–Xe– CCl_4 (давление Ar равно 760 Тор, Xe – 76 Тор, CCl_4 – 3.8 Тор). Состав и давление газовых смесей соответствовали составам и давлениям активных сред лазеров с ядерной накачкой, описанных в работах [19, 20]. Сравнение интенсивностей линий с $\lambda = 585.2$ нм (переход $2p_1 \rightarrow 1s_2$ атома Ne I), 308 нм (переход $B \rightarrow X$ молекулы XeCl^*) и 441.6 нм (переход $5s^2 2D_{5/2} \rightarrow 5p^2 P_{3/2}$ иона Cd II, температура фоль 240°C), измеренных в одинаковых условиях, показало, что населенности верхних уровней выбранных переходов Ne, Cd и XeCl^* соотносятся между собой как $0.011 : 1 : 18.2$.

Эти экспериментальные данные позволяют оценить пороговые характеристики кадмиевого лазера с ядерной накачкой, использующего распыление металлической пленки продуктами ядерных реакций и работающего на переходе $5s^2 2D_{5/2} \rightarrow 5p^2 P_{3/2}$ иона Cd II. Порог генерации кадмиевого лазера может быть найден с использованием методики, описанной в работе [16], из сравнения с порогом генерации ^3He –Ne–Ar-лазера с ядерной накачкой [19], известным из реакторных экспериментов. Для тепловых нейтронов он равен $\sim 10^{15}$ нейтр.см $^{-2}$.с $^{-1}$. Так как запас энергии, накопленной в инверсии на $5s^2 2D_{5/2}$ -уровне Cd II, почти в 100 раз превышает таковой на $2p_1$ -уровне Ne I и уступает лишь запасу энергии на B -уровне эксимерной молекулы XeCl^* , можно ожидать по-

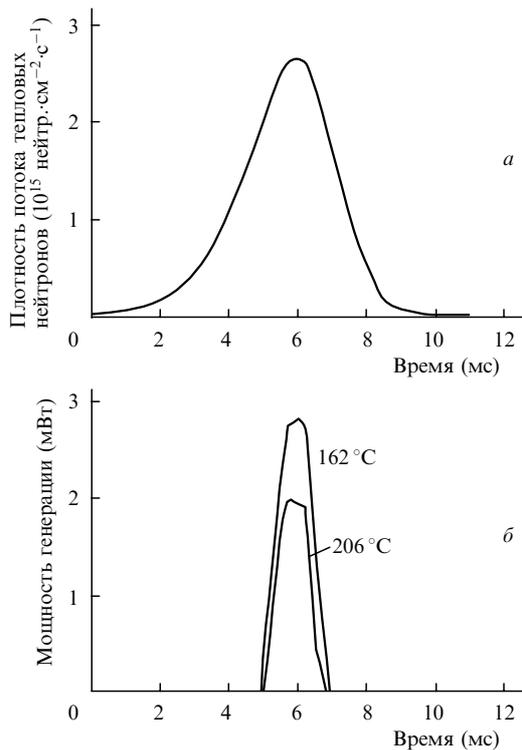


Рис.6. Осциллограммы импульса нейтронов накачки реактора ВИР-2М (а) и импульсов генерации на $\lambda = 441.6$ нм при распылении кадмиевой пленки продуктами ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ для различных температур лазерной кюветы, давления ${}^3\text{He}$, равного 650 Тор, и максимальной плотности потока тепловых нейтронов накачки 2.83×10^{15} нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ (б).

лучения высоких энергетических характеристик у такого кадмиевого лазера в режиме модулированной добротности или в усилительном режиме.

Возможность получения стимулированного излучения при распылении металлической пленки кадмия продуктами ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ была продемонстрирована в экспериментах на импульсном ядерном реакторе ВИР-2М, а при распылении металлической фольги – в экспериментах на импульсном ускорителе электронов типа «Арина».

Активный элемент лазера с кадмиевой пленкой был изготовлен из кварцевой трубы $\varnothing 34 \times 800$ мм с двумя внутренними зеркалами. Использовались многослойные диэлектрические сферические зеркала (радиус кривизны 10 м), имеющие коэффициент отражения 99.8 % на длине волны 441.6 нм. Апертура зеркал составляла 22 мм и определялась конструктивными особенностями юстировочных головок. На внутреннюю поверхность части кварцевой трубы длиной 600 мм напылялся тонкий слой Cd. Активный элемент лазера заполнялся ${}^3\text{He}$ до давления 1.1 атм и устанавливался вблизи активной зоны реактора ВИР-2М в водяном замедлителе нейтронов внутри электрического нагревателя. Водяной замедлитель имел длину 50 см и толщину стенки 5 см. Электрический нагреватель был оборудован измерительными термодарами и электронным регулятором, что позволяло поддерживать постоянную температуру на всей длине кадмиевой пленки. Флюенс тепловых нейтронов на оси активного элемента лазера был равен 8×10^{12} нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}$, что соответствовало максимальной плотности потока тепловых нейтронов накачки $\Phi = 2.8 \times 10^{15}$ нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. Эксперименты проводились одновременно с двумя активными

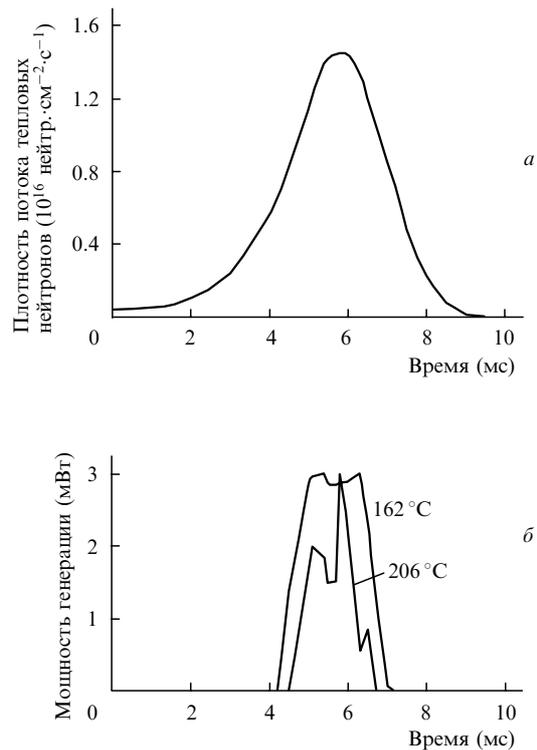


Рис.7. Осциллограммы импульса нейтронов накачки реактора ВИР-2М (а) и импульсов генерации на $\lambda = 441.6$ нм при распылении кадмиевой пленки продуктами ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{T}$ для различных температур лазерной кюветы, давления ${}^3\text{He}$, равного 650 Тор, и максимальной плотности потока тепловых нейтронов накачки 1.46×10^{16} нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ (б).

элементами, работающими при температурах 162 и 206 °С.

Квазинепрерывная генерация лазерного излучения с $\lambda = 441.6$ нм была получена от каждого активного элемента. Мощность генерации составила 2.83 мВт для лазера, работающего при температуре 162 °С, и 2.0 мВт – при температуре 206 °С для длительностей импульсов генерации 2.04 и 1.88 мс соответственно (рис.6). При увеличении флюенса тепловых нейтронов накачки в 5 раз – до 4×10^{13} нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}$ – мощность (длительность) генерации возрастала до 3.01 мВт (до 3.01 мс при 162 °С) и 2.99 мВт (до 2.15 мс при 206 °С). При этом, однако, форма импульсов генерации претерпевала некоторые изменения (рис.7). Во всех случаях измеренный порог генерации не превышал $(1.5 - 6.0) \times 10^{15}$ нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.

Активный элемент лазера с накачкой электронным пучком был изготовлен из нержавеющей стали и представлял собой цилиндрический нагреватель $\varnothing 32 \times 70$ мм с вырезанным на боковой поверхности окном для ввода электронного пучка. Размер окна составлял 20×40 мм. На внутренней поверхности нагревателя по всей его длине устанавливалась фольга из металлического кадмия толщиной 1 мм. Нагреватель был оборудован термопарой и электронным регулятором, что позволяло поддерживать заданную температуру фольги. Активный элемент размещался внутри вакуумной камеры на расстоянии 2 см от трубки ИМА3-150Э, являющейся импульсным инжектором пучка электронов с энергией ~ 150 кэВ, плотностью тока ~ 500 А/см² и длительностью импульса 3–5 нс. Резонатор лазера образовывали два сферических зеркала диаметром 20 мм (радиус кривизны 2 м), установленные на расстоянии 120 мм друг от

друга и имеющие на $\lambda = 441.6$ нм коэффициент отражения 99.75 %. После тщательной откачки вакуумная камера заполнялась гелием, который затем непрерывно очищался специальной системой очистки газа [21] в течение всего времени работы. Генерация лазерного излучения на $\lambda = 441.6$ нм наблюдалась при температуре кадмиевой фольги 240 °С и давлениях гелия от 10 до 2280 Тор. Практически генерация происходила вблизи порога, и ее можно было наблюдать через выходное зеркало только визуально, в виде синего серпа, исчезающего при расстройке одного из зеркал резонатора. Длина активной среды лазера, на которой усиливался свет, не превышала 4 см. Для используемых глухих зеркал (коэффициенты отражения 99.75 %) это соответствовало коэффициенту усиления среды $6.25 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$.

В заключение хотелось бы отметить, что в работе рассматривается принципиально новый способ прямого преобразования энергии ядерных реакций в лазерное излучение, основанный на использовании эмиссии возбужденных ионов (или атомов) при бомбардировке ядерными частицами твердого тела, нагретого до температуры не менее $0.5T_m$. Для работы такого лазера не требуется буферный газ, поскольку ядерные частицы тормозятся в твердом теле в слое толщиной $\sim 10^{-3}$ см, распыляют этот слой и сразу образуют (минуя все промежуточные стадии) возбужденные ионы (или атомы) в состояниях, являющихся верхними рабочими уровнями лазерных переходов. Такой способ преобразования ядерной энергии позволяет использовать в качестве активной среды лазера с ядерной накачкой труднолетучие вещества, например металлический уран или его соединения. Предварительные оценки показывают, что лазер на переходах ионизированного урана в режиме самораспыления осколками деления мог бы работать при температурах $\sim 600 - 700$ °С.

1. Schneider R.T., Hohl F. In: *Advances in Nuclear Science and Technology* (New York, London: Plenum Press, 1984, v. 16, p. 123).
2. Magda E.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3343**, 158 (1998).
3. Mis'kevich A.I. *Laser Phys.*, **1**, 445 (1991).
4. Яковленко С.И., Карелин А.В. *Квантовая электроника*, **20**, 631 (1993).
5. Gulevich A.V. *Proc. IX Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES'98)* (Tel-Aviv, Israel, 1998, p. 816).
6. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
7. Копай-Гора А.П., Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. *Оптика и спектроскопия*, **67**, 526 (1989).
8. Миськевич А.И., Чжао Сяолин. *Оптика и спектроскопия*, **92**, 54 (2002).
9. Плехоткин Г.А., Шухтин А.М. *Оптика и спектроскопия*, **54**, 630 (1983).
10. Шухтин А.М., Федотов Г.А., Мишаков В.Г. *Оптика и спектроскопия*, **40**, 411 (1976).
11. Карабут Е.К., Михалевский В.С., Папакин В.Ф., Сэм М.Ф. *ЖТФ*, **39**, 1923 (1969).
12. Warner V.E., Persson K.V., Collins G.J. *J. Appl. Phys.*, **50**, 5694 (1979).
13. Thomas G.F. *Surface Science*, **90**, 381 (1979).
14. Mavlyutov A.A., Mis'kevich A.I., Salamakha B.S. *Hyperfine Interactions*, **88**, 157 (1994).
15. Mavlyutov A.A., Mis'kevich A.I., Salamakha B.S. *Laser Phys.*, **3**, 94 (1993).
16. Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Чжао Сяолин. *Приборы и техника эксперимента*, № 3, 114 (2001).
17. Дьяченко П.П., Дорофеев Ю.Б., Полетаев Е.Д., Тараско М.З. *Труды конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, 1992, т. 1, с. 166).
18. Динс Дж., Винийард Дж. *Радиационные эффекты в твердых телах* (М.: ИИЛ, 1960, с. 243).
19. Копай-Гора А.П., Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. *Письма в ЖТФ*, **16**, № 11, 23 (1990).
20. Мавлютов А.А., Миськевич А.И. *Письма в ЖТФ*, **22**, № 8, 48 (1996).
21. Копай-Гора А.П., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. *Приборы и техника эксперимента*, № 5, 171 (1986).