

Б. А. Князев^{1,2}, В. Ан (W. An)³, Г. Блюм (H. Bluhm)³, Ю. А. Деулин²,
А. А. Дорошкин¹, А. Н. Матвеев^{1,2}, К. А. Насыров⁴, В. С. Черкасский¹

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: cherk@phys.nsu.ru

² Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: knyazev@inp.nsk.su

³ Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, D-76021 Karlsruhe, Germany
E-mail: an@ihm.fzk.de

⁴ Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр. Коптюга, 1, Новосибирск, 630090, Россия

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ ДЛЯ КАСКАДНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЕРХНИХ СОСТОЯНИЙ АТОМА ЛИТИЯ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ *

Резонансная флуоресценция пробных атомов, возбуждаемая лазерами на красителях, является эффективным методом исследования различных сред. Эта техника применяется, в частности, для исследования процессов в ускоряющих промежутках мощных импульсных ускорителей электронов и ионов с характерной величиной напряженности электрического поля 0,1–4 МВ/см. Для исследования распространения возникающих на электродах промежутка катодной и анодной плазм и измерения распределения напряженности электрического поля было предложено использовать метод, основанный на инжекции в промежуток атомов лития и насыщенном возбуждении с помощью двух лазеров на красителях нижнего перехода $2s-2p$ и расщепленных электрическим полем компонент перехода $2p-3d$ или $2p-4d$. Расчет штарковского расщепления линий атома лития, соответствующих переходам $2s-2p-3d$, показал, что для возбуждения компонентов расщепленной линии ширина генерации лазера, возбуждающего $2p-3d$ переход, должна быть не менее 4 нм. Сконструированы и изготовлены импульсные лазеры на красителях, обеспечивающие необходимые длины волн и ширины полос генерации. Лазер на растворе оксазина 17 ($\lambda = 671$ нм) полностью обеспечивает возбуждение нижнего перехода. Показано, что лазер на растворе родамина В в изопропанол ($\lambda = 610$ нм) способен генерировать излучение с шириной полосы 4–6 нм в течение не менее 2,5 мкс, что значительно превышает характерную длительность исследуемого процесса (0,1 мкс). Спектральная плотность мощности излучения обоих лазеров значительно превышает величину, необходимую для обеспечения насыщенного возбуждения каскадных переходов. Максимальная энергия импульса генерации в лазере данной конструкции получена на растворе родамина 6G в этаноле и составила 12 Дж. На протонном ускорителе KALIF создана и успешно испытана диагностическая система с инжекцией литиевого пучка в диодный промежуток. Разработанная аппаратура может быть использована в самых разнообразных системах типа «накачка-зондирование».

Ключевые слова: лазеры на красителях, эффект Штарка, атом лития, резонансная флуоресценция.

Введение

Лазеры на красителях, в сравнении с другими типами лазеров, обладают рядом уникальных характеристик, которые делают их незаменимыми в целом ряде прикладных задач (см., например, [1–3]). Одной из наиболее

важных особенностей лазеров на красителях является возможность перестройки длины волны генерации в очень широких пределах. Обычно удается перестраивать длину волны в пределах 30 нм. Второй важной особенностью является возможность генерации широкополосного излучения.

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Исследовательского центра Карлсруэ (Forschungszentrum Karlsruhe, Germany), программы фундаментальных исследований «Университеты России», Министерства образования и науки РФ (проект РНП 2.1.1.3846) и РФФИ (проект № 07-02-13547). Авторы благодарят Г. Кесслера (G. Kessler) за постоянную активную поддержку данной работы, И. Б. Хрипловича и А. М. Шалагина за полезные обсуждения, а также Ю. В. Иванцева, С. С. Коптелова, С. В. Лебедева и О. А. Белобородову за помощь при проведении экспериментов и обработке экспериментальных данных. Б. А. Князев благодарен также Германской службе академических обменов (DAAD), предоставившей краткосрочный грант для выполнения экспериментов в Германии.

Ширина спектра может составлять несколько нанометров (величина, не достижимая для газовых и твердотельных лазеров). Наконец, третья важная для приложений особенность – «естественная» длительность импульса генерации лазеров на красителях с ламповой накачкой составляет несколько микросекунд. Это позволяет рассматривать их как квазистационарный источник излучения при исследовании процессов длительностью меньше микросекунды.

Эти особенности лазеров на красителях были использованы при разработке импульсного лазера, предназначенного для возбуждения резонансной флуоресценции атомных систем, имеющих несколько близко расположенных или расщепленных внешними полями уровней. Непосредственной причиной разработки лазеров послужила необходимость создания системы для бесконтактной диагностики плазмы методом резонансной флуоресценции в мощных ускорителях электронов и ионов, предложенным в работах [4–7]. Задача создания широкополосных лазеров с энергией от одного до десяти джоулей не является столь уж тривиальной, поскольку наряду с вышеуказанными достоинствами лазеры на красителях имеют и ряд недостатков. Во-первых, растворы красителей подвержены фотохимической деградациии, приводящей к снижению мощности, а затем и прекращению генерации. Во-вторых, генерационные характеристики мощных лазеров на красителях часто недостаточно хорошо воспроизводятся от импульса к импульсу.

В настоящей работе выполнен анализ требований, которые предъявляются к характеристикам лазеров, предназначенных для возбуждения верхних уровней атомов лития, описана конструкция разработанного нами лазера, исследованы операционные характеристики лазера при использовании в качестве рабочего вещества растворов родамина 6G, родамина В и оксазина 17. Найдены условия, при которых характеристики описываемых лазеров полностью обеспечивают проведение экспериментов по возбуждению расщепленных электрическим полем верхних уровней атома лития в электрических полях.

Требования к лазерам

Схема каскадного возбуждения высоколежащих уровней атома лития для измере-

ния электрических полей в плазме и вакууме была предложена в работе [4]. Впервые она применена в экспериментах [5] по измерению распределения напряженности электрического поля в ускоряющем промежутке электронного ускорителя У-1, во время генерации четырехмикросекундного импульса электронов при приложенном напряжении 0,9 МВ. Энергосодержание электронного пучка, выходящего из ускоряющего промежутка, достигало 110 кДж. Электрическое поле в ускоряющем диоде с расширяющейся от катода плазмой измерялось по штарковскому расщеплению перехода $4d-2p$ атомов литиевого пучка, создававшегося путем лазерной абляции мишени из металлического лития.

В этих экспериментах верхний рабочий уровень заселялся путем насыщенного лазерного возбуждения переходов $2s-2p-4d$ двумя лазерами на растворах оксазина 17 и кумарина 1. Эксперименты позволили найти распределение электрического поля поперек шестисантиметрового ускоряющего промежутка, зарегистрировать движение границы плазмы, распространявшейся от катода, обнаружить момент образования анодной плазмы, проследить за ее движением и зафиксировать завершающее процесс замыкание промежутка.

В 1997 г. исследовательскими группами из Новосибирского госуниверситета и Исследовательского центра Карлсруэ (Forschungszentrum Karlsruhe) были начаты совместные работы по созданию установки для исследования процессов в вакуумном ускоряющем диоде импульсного ускорителя протонов Karlsruhe Light Ion Facility – KALIF (50-нс, $0,15\text{-ТВт/см}^2$) [8], предназначавшегося для экспериментов по инерциальному термоядерному синтезу. Поскольку напряженность электрического поля в диоде KALIF достигала величины 3–4 МВ/см и расщепление уровня $4d$ становилось слишком большим, то в качестве рабочего перехода был выбран переход $2p-3d$. Схема уровней, вовлеченных в этом случае в столкновительно-излучательные процессы, показана на рис. 1. Расчеты величины штарковского расщепления и интенсивностей компонентов $2p-3d$ перехода приведены в приложении. Интенсивность излучения возбуждающего переход лазера на красителе должна быть достаточной для насыщения обоих переходов каска-

да, но не слишком большой, чтобы исключить потери атомов за счет фотоионизации с верхних состояний (показана пунктиром). Для возбуждения компонентов расщепленной в электрическом поле спектральной линии $2p-3d$ перехода необходимо применять лазер с шириной спектра генерации не менее 4 нм. Если ширина спектра составит 7–8 нм, то все компоненты при не слишком высоких напряженностях поля могут быть возбуждены одновременно.

Мощность лазера на красителе для возбуждения резонансной флуоресценции может быть оценена следующим образом. Используя стандартные обозначения (см., например, [9]), запишем кинетическое уравнение для населенности верхнего уровня m двухуровневой системы (n и m) в поле резонансного излучения:

$$\frac{dn_m}{dt} = n_n \int j_L(\omega) \sigma_{mn}(\omega) d\omega - n_m \int [j_L(\omega) \sigma_{mn}(\omega) + a_{mn}(\omega)] d\omega, \quad (1)$$

где

$$\int a_{mn}(\omega) d\omega = A_{mn},$$

$$\sigma_{mn} = \frac{a_{mn} \lambda^2}{4}.$$

Переход считается насыщенным внешним излучением j_L^S , если

$$j_L^S(\omega) \sigma_{mn}(\omega) = a_{mn}(\omega).$$

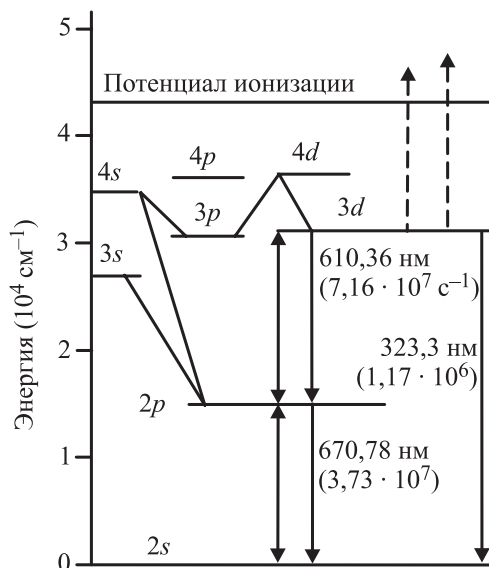


Рис. 1. Схема уровней атома лития; цифрами указаны длины волн и вероятности (в скобках) переходов

Следовательно, насыщение достигается при потоке фотонов

$$j_L^S(\omega) = \frac{a_{mn}}{\sigma_{mn}} = \frac{4}{\lambda^2} (1/\text{cm}^2 \cdot \text{c}^{-1}).$$

Переходя к плотности мощности, получим

$$J_L^S(\omega) = j_L^S \cdot \hbar\omega = \frac{4\hbar\omega}{\lambda^2} (\text{эрг}/\text{cm}^2 \cdot \text{c}^{-1})$$

На практике удобнее иметь дело с интенсивностью насыщения как функцией длины волны. После несложных преобразований получим

$$J_\lambda^S = \frac{16\pi^2 \hbar c^2}{\lambda^5} (\text{эрг}/\text{cm}^2 \cdot \text{cm})$$

или

$$J_\lambda^S = \frac{1,42 \cdot 10^{14}}{\lambda^5 [\text{нм}]} (\text{кВт}/\text{cm}^2 \cdot \text{нм}). \quad (2)$$

Это выражение справедливо, если ширина линии генерации лазера больше ширины линии атома. Интенсивность насыщения зависит только от длины волны. Для интересующих нас длин волн насыщение достигается при спектральной плотности мощности 1,7 кВт/см²·нм для 610 нм и 1,0 кВт/см²·нм для 671 нм. Как будет показано далее, требуемые значения плотности мощности достигаются достаточно легко.

Следующий интересующий нас параметр – длительность импульса генерации. Длительность импульса напряжения на диоде KALIF не превышает 0,1 мкс. Следовательно, для создания постоянной интенсивности возбуждающего лазера, длительность его импульса должна быть не менее 1 мкс. Так как KALIF работает в режиме одиночных импульсов, требований к частоте повторения импульсов лазера нет.

Наиболее критическим параметром является ширина спектра генерации лазера, возбуждающего верхний переход. Расчеты штарковского расщепления $2p-3d$ перехода атома лития приведены в приложении. Из них следует, что при величине электрического поля 4 МВ/см сдвиг компонента линии с $m = 2$ равен 3,5 нм, следовательно, ширина спектра генерации лазера на длине волны 610 нм должна быть не менее этой величины.

Конструкция лазера

Схема лазера, разработанного в Новосибирском государственном университете, показана на рис. 2. В качестве прототипа был использован лазер с накачкой самодельной коаксиальной лампой, описанный в работе [10], генерировавший излучение микросекундной длительности с максимальной энергией в импульсе до пяти джоулей при использовании раствора родамина 6G.

В новой конструкции в качестве источника возбуждения использовалась полостная коаксиальная лампа CANDELLA CL1050. Внутри лампы располагалась кювета с двойными стенками. По внешней кольцевой полости прокачивался водный раствор CuSO_4 , отсекавший коротковолновое излучение лампы, что обеспечивало длительный срок жизни красителя, прокачивавшегося по внутренней цилиндрической трубке. Импульс напряжения подводился к лампе высоковольтным кабелем 2125 Dielectric Science Inc. через малоиндуктивные контакты. Диэлектрические зеркала монтировались на юстировочных головках, опирающихся на кольца из силиконовой резины, которые одновременно служили в качестве уплотнения для раствора красителя. Практика показала, что контакт спиртовых растворов красителей с силиконовой резиной не ухудшал генерационные характеристики лазера. Несмотря на крайнюю простоту конструкции, юстировочное устройство обеспечивало длительную надежную работу лазера.

Нами изготовлены три экземпляра лазера, два из которых были предназначены для

каскадного возбуждения переходов в литии, а третий, работавший на растворе родамина 6G, применялся для формирования атомарного пучка методом абляции тонких пленок лития со стеклянной поверхности [11].

Испытание возможностей лазера было первоначально проведено на растворах родамина 6G, поскольку это наиболее эффективный из известных на настоящее время красителей. При испытаниях раствора родамина 6G в изопропиловом спирте, выполненных в НГУ на установке КАТРИОН, была получена энергия генерации 2,5 Дж. Впоследствии этот же лазер был испытан в Исследовательском центре Карлсруэ, где на растворе родамина 6G в этаноле была получена максимальная энергия 12 Дж за импульс. Поскольку наши предыдущие исследования показали, что энергия генерации не очень сильно отличается для растворов родамина 6G и оксазина 17, это означает, что использовавшийся в первых экспериментах изопропанол был недостаточно чист. Поэтому приведенные ниже энергетические характеристики всех лазеров следует рассматривать как нижний предел.

Спектрально-временные характеристики растворов оксазина 17 и родамина В в изопропанол

Исследования характеристик лазеров на красителях, предназначенных для ступенчатого возбуждения $3d$ состояния лития, были проведены на установке, схема которой показана на рис. 3.

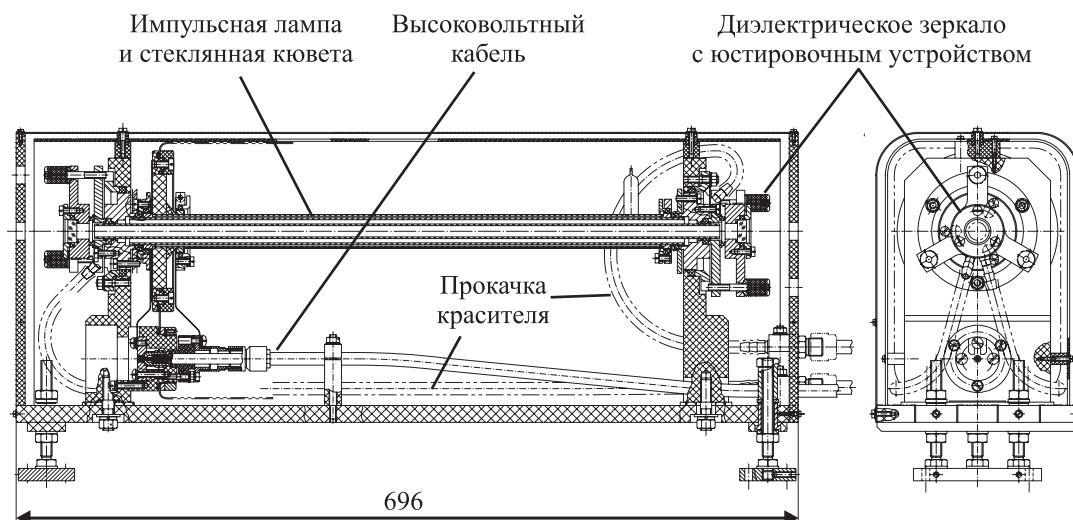


Рис. 2. Схема лазера на красителе

Все сигналы снимались осциллографом Tektronix TDS-220 и записывались на ПК. Напряжение на конденсаторах импульсного генератора и ток в цепи измерялись с помощью делителя и пояса Роговского с аналоговым интегратором. Лазерное излучение, выходящее через «глухое» 99,8 % зеркало, расщеплялось светоделителем. Часть этого излучения направлялась на вакуумный фотодиод для регистрации формы импульса, а остальное излучение через световод подводилось к монохроматору с многоканальным регистратором OSMA IRY-1024. Временное разрешение регистратора, определявшееся длительностью отпирающего импульса, составляло 15 нс, в то время как длительность импульса

генерации была 1–3 мкс. Спектральное разрешение в данных экспериментах составляло около 0,06 нм. Спектр генерации регистрировался для нескольких моментов времени в течение импульса. Почти вся энергия генерации выводилась через второе сменное зеркало, в качестве которого использовались стеклянное окно (коэффициент отражения $R \approx 4\%$) или многослойные диэлектрические зеркала с коэффициентами отражения 30 и 70 %, и собиралась с помощью линзы в приемное устройство калориметра ИМО-2.

Форма импульсов генерации для растворов оксазина 17 и родамина В в изопропаноле при разных концентрациях растворов и разных коэффициентах отражения выход-

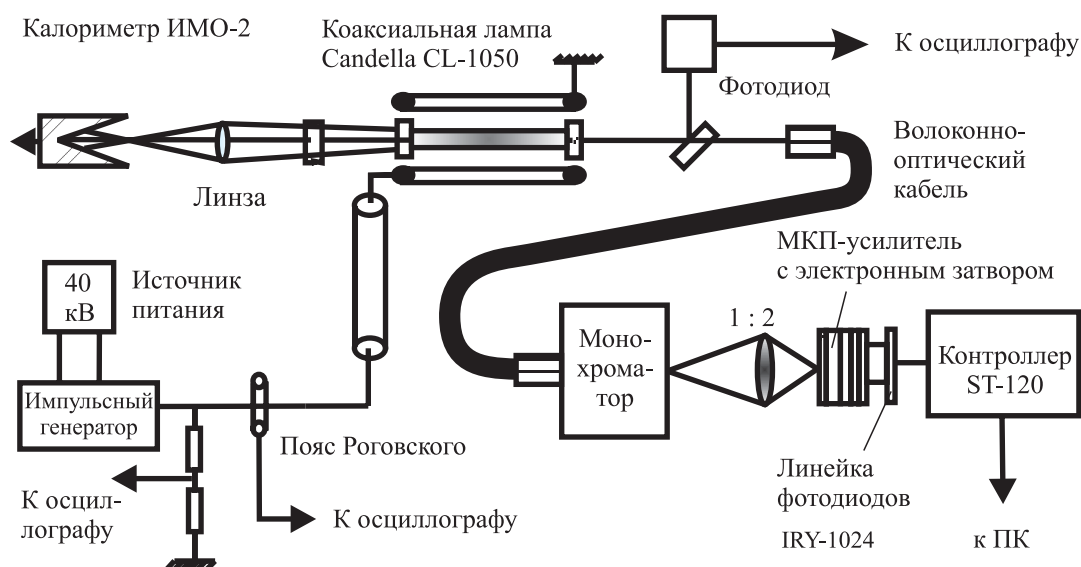


Рис. 3. Установка для испытания лазеров на красителях

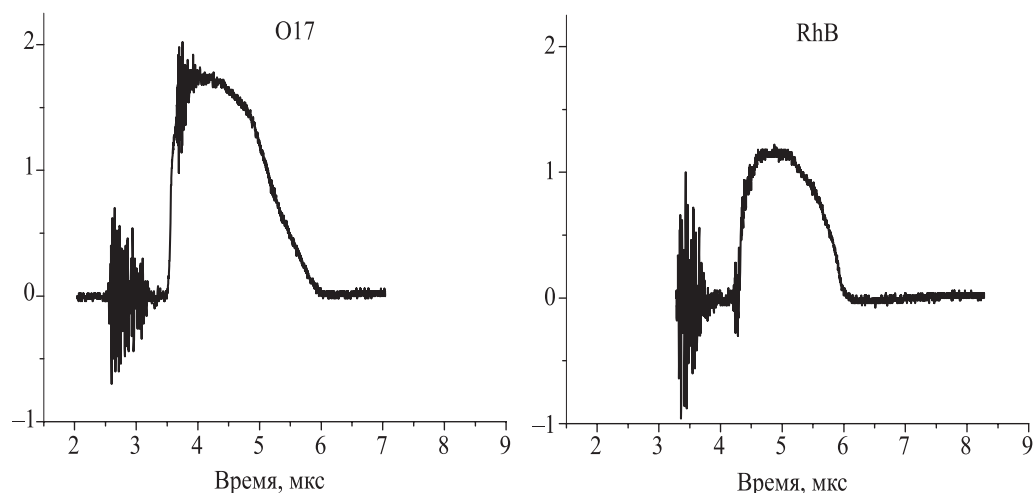


Рис. 4. Форма импульсов генерации растворов оксазина 17 и родамина В при концентрации растворов $1 \cdot 10^{-4}$ М/л и коэффициенте отражения выходного зеркала 30 %

ного зеркала приведена на рис. 4–6. Наводка перед импульсом генерации отмечает момент запуска импульсного генератора.

Энергия импульсов генерации, измеренная с помощью ИМО-2, приведена в табл. 1 и 2 для разных значений концентрации растворов и коэффициента отражения зеркала. Из результатов следует, что характерная длительность импульсов генерации равна двум микросекундам. Она зависит от концентрации раствора, коэффициента отражения зеркала и не бывает меньше одной микросекунды и больше трех микросекунд. Характерная энергия генерации для всех растворов составляла при испытаниях примерно от 50 до 300 мДж.

Исследование динамики спектров генерации

В работе [12] путем развертки спектра генерации с помощью диссектора было показано, что спектр генерации лазеров на красителях в течение импульса может изменяться, причем в область как меньших, так и больших длин волн, поэтому исследование динамики спектра генерации являлось необходимым элементом подготовки к экспериментам на ускорителе KALIF.

В сжатой форме данные о динамике спектра генерации раствора родамина В и раствора оксазина 17 показаны на рис. 7 и 8. Почти все спектры были получены при напряжении 36 кВ. На рисунках ось ординат – время в микросекундах, ось абсцисс – длина волны в нанометрах. Вертикальные линии показывают длину волны нерасщепленных полей переходов в атоме Li. Концентрации раствора и коэффициент отражения выходного зеркала также указаны на рисунках.

Рис. 7, а показывает, что полоса генерации раствора оксазина 17 при концентрации $2,2 \cdot 10^{-4}$ М/л покрывает линию $2p-2s$ по крайней мере в течение 500 нс. Небольшие изменения концентрации позволяют сдвинуть полосу генерации и перекрыть эту линию в течение более длительного времени. Отметим, что даже в сильном электрическом поле шарковское расщепление и сдвиг этой линии пренебрежимо мал, поэтому заботиться о ширине линии генерации лазера на оксазине не имеет смысла – лишь бы была перекрыта невозмущенная линия.

Другие графики (рис. 7, б–г) демонстрируют сдвиг полосы генерации раствора родамина В в зависимости от концентрации и ко-

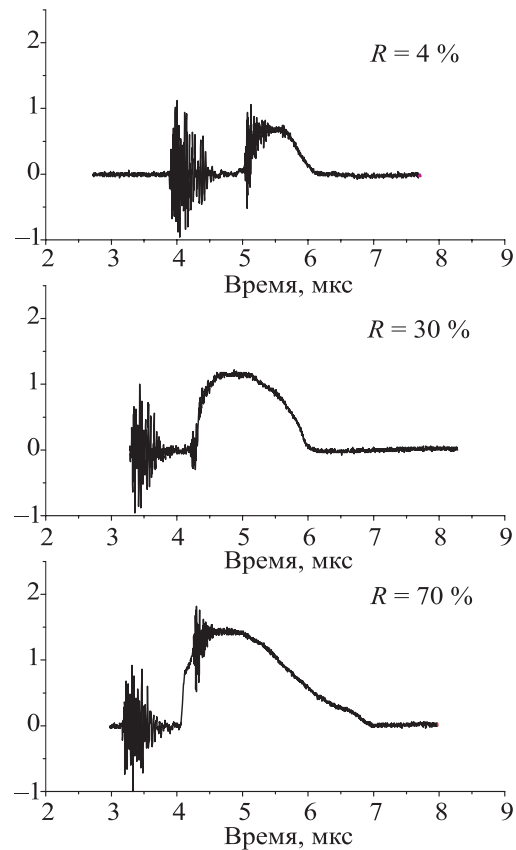


Рис. 5. Импульсы генерации раствора родамина В при разных значениях коэффициента отражения выходного зеркала

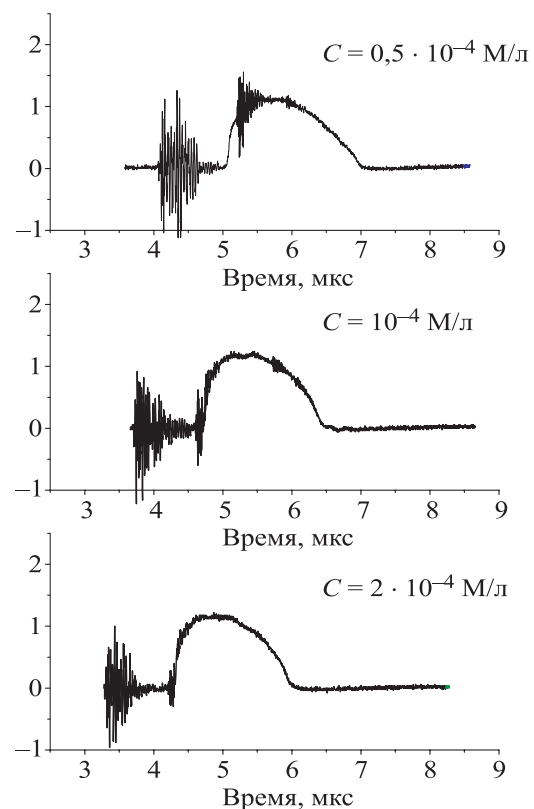


Рис. 6. Импульсы генерации раствора родамина В при различных концентрациях раствора

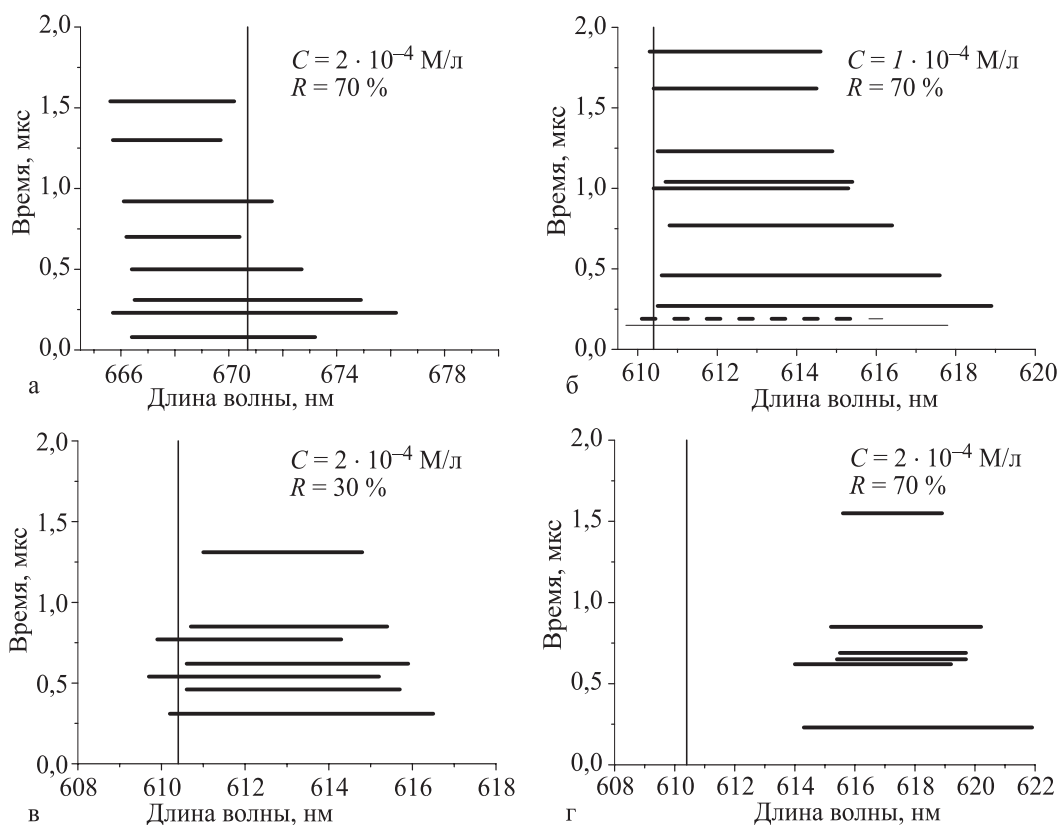


Рис. 7. Эволюция во времени полос генерации растворов оксазина 17 в этаноле (а) и родамина В в изопропаноле (б-г)

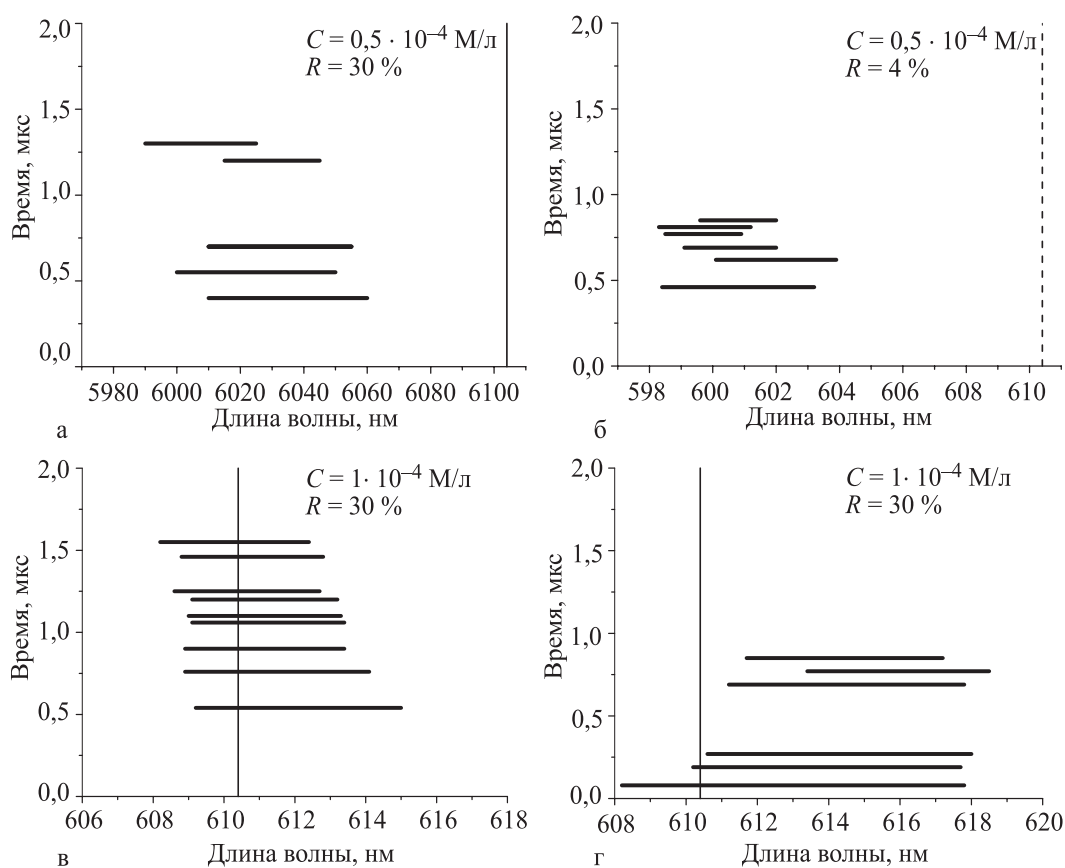


Рис. 8. Эволюция во времени полос генерации родамина В в изопропаноле

Таблица 1

Энергия генерации раствора родамина В в изопропиловом спирте (в мДж)

Коэффициент отражения, %	$C = 0,5 \cdot 10^{-4}$ М/л	$C = 1 \cdot 10^{-4}$ М/л	$C = 2 \cdot 10^{-4}$ М/л
$R = 4$	140 ± 10		160 ± 5
$R = 30$	235 ± 10	280 ± 20	185 ± 15
$R = 70$		150 ± 5	170 ± 5

Таблица 2

Генерация раствора оксазина 17 в изопропиловом спирте (в мДж)

Коэффициент отражения, %	$C = 1,1 \cdot 10^{-4}$ М/л	$C = 2,2 \cdot 10^{-4}$ М/л	$C = 3,3 \cdot 10^{-4}$ М/л
$R = 30$	47 ± 3	135 ± 5	
$R = 70$	63 ± 4	65 ± 5	55 ± 10

эфициента отражения выходного зеркала. Из рис. 8, в следует, что оптимальная концентрация раствора родамина В в изопропанол-е при коэффициенте отражения 30 % равна $1 \cdot 10^{-4}$ М/л. При этом в течение более чем одной микросекунды ширина полосы и центр линии генерации полностью удовлетворяют требованиям эксперимента по возбуждению расщепленных компонент атома лития во время импульса ускорителя KALIF (рис. 9).

Заключение

Импульсные лазеры на красителях, созданные в результате настоящей работы, имеют характеристики, позволяющие реализовать схему измерений электрических полей в вакуумных и плазменных высоковольтных устройствах, в частности в ускоряющем промежутке мощного протонного ускорителя KALIF. Это с очевидностью следует из рис. 9, на котором совмещены форма импульса лазера на растворе родамина В, экспериментально измеренные спектры генерации для разных моментов времени и положение компонент спектральной линии, соответствующей $2p-3d$ переходу в атоме лития в зависимости от величины напряженности электрического поля.

При длительности импульса порядка трех микросекунд и ширине спектра генерации 6 нм излучение, сфокусированное на площадь $0,01 \text{ см}^2$, будет удовлетворять условию (8) при энергии в импульсе 0,3 мДж для $\lambda = 610 \text{ нм}$ и 0,18 мДж для $\lambda = 671 \text{ нм}$. Отсюда следует, что мощность наших лазеров на несколько порядков величины превосходит

мощность, необходимую для насыщенного возбуждения каскадных переходов. Уменьшая ее до значений близких к оптимальным, мы обеспечим возбуждение резонансной флуоресценции нужных уровней и избежим фотоионизации $3d$ уровня.

На основе описанных в данной работе лазеров на ускорителе KALIF была создана установка для измерения сильных электри-

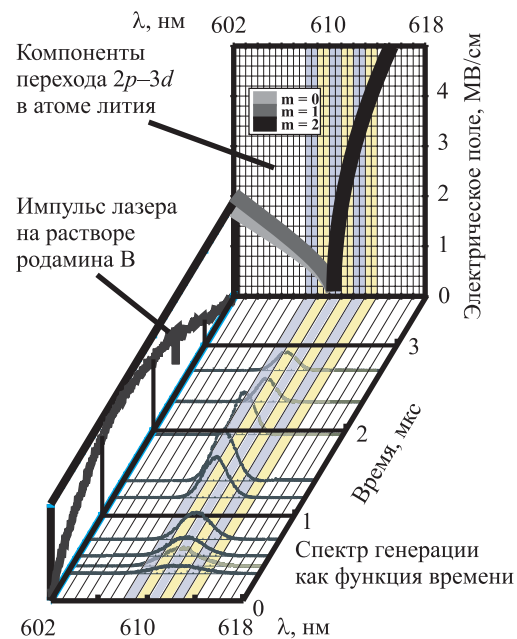


Рис. 9. Сопоставление спектральных и временных характеристик лазера на родамине В ($C = 1 \cdot 10^{-4}$ М/л, $R = 30 \%$) с положением компонент $2p-3d$ перехода в атоме лития в зависимости от величины локальной напряженности электрического поля

ческих полей. Эксперименты [13] по возбуждению резонансной флуоресценции в пучке атомарного лития, выполненные непосредственно в диоде ускорителя KALIF, продемонстрировали практическую реализуемость и работоспособность данной схемы измерений. Описание диагностической установки АШС, собранной на основе описанных лазеров на ускорителе KALIF, и результаты измерений будут описаны отдельно.

Отметим, что операционные характеристики созданных лазеров позволяют широко использовать их во многих приложениях, таких как получение облаков пара и плазмы при облучении поверхностей, создание мощных источников света для скоростной фотографии (в том числе при просвечивании исследуемого объекта), возбуждения резонансной флуоресценции, а также при комбинации с другими источниками возбуждения, для использования в системах «накачка-зондирование». В частности, может представлять интерес возбуждение лазером на красителях сложных органических молекул с их последующим зондированием импульсно-периодическим излучением терагерцового лазера на свободных электронах.

Приложение

Штарковское расщепление 2p–3d перехода в атоме лития

Вычисление Штарковского сдвига

Изменение энергии атомного состояния при внешнем возмущении вычисляется по теории возмущений второго порядка. Это изменение имеет вид

$$\Delta E_m = \sum_{n \neq m} \frac{|V_{mn}|^2}{E_m - E_n}, \quad (\text{П1})$$

где E_i – невозмущенная энергия; V_{mn} – матричный элемент возмущения. Эта формула верна, если матричный элемент возмущения мал по сравнению с разностью энергий между соответствующими уровнями. В противном случае формула должна быть преобразована. В частном случае первого уровня она приобретает вид

$$\Delta E_1 = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{12}}{2}\right)^2 + |V_{12}|^2} - \frac{\Delta E_{12}}{2},$$

$$\Delta E_{12} = E_1 - E_2. \quad (\text{П2})$$

Вклад остальных уровней в сдвиг первого уровня может быть учтен с помощью формулы (П1).

Эффект Штарка состоит в изменении энергии уровней под действием внешнего электрического поля. До тех пока уравнение (П1) остается справедливым, этот эффект называют *квадратичным эффектом Штарка*. Если $\Delta E_{12} \leq |V_{12}|$, то мы имеем *линейный эффект Штарка*. Нашей задачей является вычисление сдвига энергии уровней $2p$ и $3d$ лития (и соответственно расщепление линии флуоресценции для $2p$ – $3d$ перехода) во внешнем электрическом поле со значением вплоть до 5 МВ/см. Для таких полей сдвиг энергии уровня $2p$ дается формулой (П1). Для уровня $3d$ необходимо учесть взаимодействие с соседним уровнем $3p$. Поэтому воздействие этого состояния на сдвиг энергии уровня $3d$ должен вычисляться по формуле (П2), а воздействие от всех остальных уровней – по формуле (П1).

Для вычислений необходимо определить матричные элементы дипольного момента рассматриваемых уровней. Мы будем определять атомное состояние с номером энергетического уровня (i), орбитальным моментом (L) и проекцией орбитального момента (M) на ось z , выбранную вдоль вектора электрического поля F . Квадрат модуля матричного элемента взаимодействия определяется формулой из [14]

$$\begin{aligned} |\langle mL | D | nL' M' \rangle|^2 &= F^2 |\langle mL | D_z | nL' M' \rangle|^2 = \\ &= F^2 |\langle mL | D | nL' \rangle|^2 \begin{pmatrix} L & 1 & L' \\ M & 0 & M' \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

где $\langle mL | D | nL' \rangle$ – это так называемый редуцированный матричный элемент дипольного элемента, который может быть записан через силу осциллятора $f(mL; nL')$ с помощью соотношения

$$|\langle mL | D | nL' \rangle|^2 = -\frac{3\hbar^2 e^2}{2m} \frac{2L+1}{E_{mL} - E_{nL'}} f(mL; nL').$$

Силы осциллятора для прямых и обратных переходов связаны соотношением

$$(2L+1)f(mL; nL') = -(2L'+1)f(nL'; mL).$$

Таким образом, матричные элементы дипольного момента могут быть найдены, если известны силы осциллятора. В частности, сдвиг энергии уровня $2p$, для которого выражение (П1) справедливо, дается формулой

$$\Delta E_{2pM} = -F^2 \frac{3\hbar^2 e^2}{2m(2\pi c)^2} \times \sum_{nL'} (2L+1) f(2p; nL') \lambda_{2p, nL'}^2 \begin{pmatrix} L & 1 & L' \\ -M & 0 & M' \end{pmatrix}^2 \quad (\text{П3})$$

Здесь $\lambda_{2p, nL'}$ – длина волны перехода. Для уровня $3d$ энергетический сдвиг может быть записан аналогично (П3), но с использованием формулы (П2).

После того как энергетический сдвиг для каждого магнитного подуровня уровней $3d$ и $3p$ вычислен, легко вычислить сдвиг соответствующих линий флуоресценции. Имеется пять линий:

- А) $3d(0) \rightarrow 2p(0)$,
- В) $3d(0) \rightarrow 2p(1)$,
- С) $3d(1) \rightarrow 2p(0)$,
- Д) $3d(1) \rightarrow 2p(1)$,
- Е) $3d(2) \rightarrow 2p(1)$.

где цифры в скобках – значения $|M|$.

Зависимость штарковского расщепления перехода $2p-3d$ лития как функция напряженности электрического поля показана на рис. 10, а. Сдвиги линий А и В, и С и Д практически одинаковы. Это можно объяснить тем, что магнитные подуровни уровня $3d$ сдвигаются в основном благодаря ближайшей линии уровня $3p$, а сдвиг подуровней $2p$ значительно меньше. Поэтому сдвиг линий А и В, которые отличаются от нижнего уровня только значением M , идентичен. Аналогичное утверждение справедливо и для линий С и Д.

Вычисление интенсивностей компонент

Для слабого электрического поля в случае перпендикулярности этого поля линии наблюдения интенсивность определенных линий пропорциональна [15]

$$W \propto \left| \langle mLM | D_0 | nL'M' \rangle \right|^2 + \frac{1}{2} \sum_{\sigma=\pm 1} \left(\left| \langle mLM | D_{\sigma} | nL'M' \rangle \right|^2 \right) = \left| \langle mL | D | nL' \rangle \right|^2 \times \left[\begin{pmatrix} L & 1 & L' \\ -M & 0 & M' \end{pmatrix}^2 + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} L & 1 & L' \\ -M & 1 & M' \end{pmatrix}^2 + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} L & 1 & L' \\ -M & -1 & M' \end{pmatrix}^2 \right]. \quad (\text{П4})$$

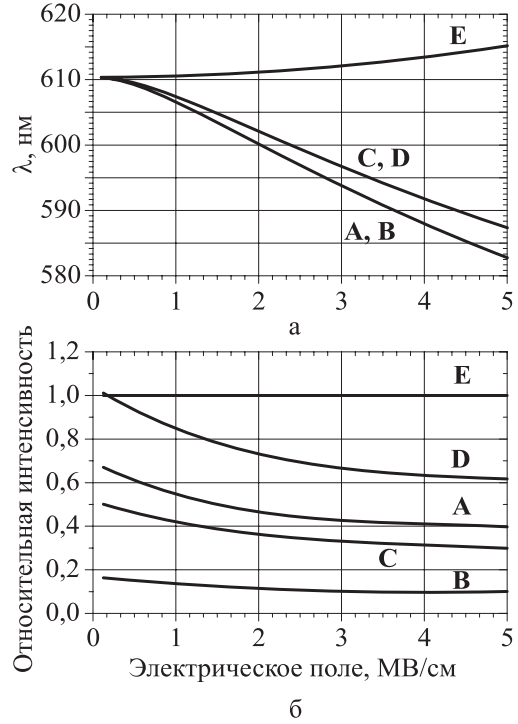


Рис. 10. Расчетное штарковское расщепление уровня $2p-3d$ лития (а); штарковское расщепление $2p-3d$ перехода и интенсивность компонент (б)

Используя это выражение, можно подсчитать относительные интенсивности линий в случае слабого поля. В результате получим

$$\begin{aligned} W_1^{(0)} &= \frac{2}{3}, \\ W_2^{(0)} &= \frac{1}{6}, \\ W_3^{(0)} &= \frac{1}{2}, \\ W_4^{(0)} &= 1, \\ W_5^{(0)} &= 1. \end{aligned}$$

При росте электрического поля эти интенсивности изменяются в соответствии с изменением волновых функций. При наличии внешнего поля волновая функция атомного состояния описывается как линейная комбинация исходной волновой функции и волновых функций других состояний. Теория возмущений дает для этого нового смешанного состояния следующее выражение:

$$\psi'_m = \psi_m + \sum_{n \neq m} \frac{V_{nm}}{E_m - E_n} \psi_n, \quad (\text{П5})$$

которое справедливо до тех пор пока справедлива формула (П1). При условии близости двух уровней 1 и 2, новая волновая функция уровня 1 имеет вид

$$\psi'_1 = \frac{|V_{12}|}{\sqrt{(\Delta E_1)^2 + |V_{12}|^2}} \left[\psi_1 + \frac{\Delta E_1}{V_{12}} \psi_2 \right], \quad (\text{П6})$$

где ΔE_1 – штарковский сдвиг уровня 1.

Оценим изменение интенсивности линии в связи с примесью других состояний к нижнему уровню $2p$. В этом случае, как это следует из формулы (П5), изменение интенсивности линии будет порядка

$$\frac{V_{2p,n}}{E_{2p} - E_n} \approx \sqrt{\frac{\Delta E_{2p}}{E_{\min}}}. \quad (\text{П7})$$

Здесь ΔE_{2p} – штарковский сдвиг уровня $2p$, а E_{\min} – расстояние (в энергетическом пространстве) до ближайшего уровня. Для электрического поля величиной 5 МВ/см $\Delta E_{2p} \approx 10 \text{ см}^{-1}$, в то время как $E_{\min} \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$. Поскольку изменение энергии порядка 3 %, подмешиванием других состояний к уровню $2p$ можно пренебречь в последующих вычислениях.

В формуле (П6) предполагается, что уровень 2 является $3p$ состоянием с той же четностью, что и состояние $2p$. Это означает, что в (П6) члены, содержащие ψ_2 , не дают вклад в матричные элементы дипольного момента (П4) и соответственно в изменение интенсивности компонент. В конечном счете, все сводится к ренормализации ψ_{3d} :

$$\psi'_{3d} = \frac{|V_{12}|}{\sqrt{(\Delta E_1)^2 + |V_{12}|^2}} \psi_{3d},$$

и появлению аддитивного фактора в относительной интенсивности линий:

$$W_i = \left(1 - \frac{\Delta E_i}{2\Delta E_i + E_{3d} - E_{3p}} \right) W_i^{(0)}.$$

Здесь ΔE_i является штарковским сдвигом линии i . Зависимость интенсивностей линий от электрического поля показана на рис. 10, б.

Список литературы

1. Левшин Л. В., Салецкий А. М. Лазеры на основе сложных органических соединений. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1992. 330 с.
2. Лазеры на красителях / Под ред. Ф. П. Шефера. М.: Мир, 1976. 302 с.
3. Рябов С. Г., Торопкин Г. Н., Усольцев И. Ф. Приборы квантовой электроники. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
4. Князев Б. А., Лебедев С. В., Мельников П. И. Лазерное возбуждение литиевого

пучка – расширение возможностей диагностики // Диагностика плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1989. Вып. 6. С. 58–61.

5. Князев Б. А., Лебедев С. В., Мельников П. И. Активная штарковская спектроскопия атомного пучка как метод измерения электрических полей // Журнал технической физики. 1991. Т. 61, вып. 3. С. 6–18.

6. Knyazev B. A., An W., Bluhm H. et al. A laser-driven atomic-probe-beam diagnostic for the KALIF ion beam accelerator // Bull. Am. Phys. Soc. 1999. Vol. 44: PPD APS Annual Meeting. Seattle, November. 1999.

7. Knyazev B. A., Greenly J. B., Hammer D. A. Laser-driven atomic-probe-beam diagnostics // Review of Scientific Instruments. 2000. Vol. 71. No. 12. P. 4409–4414.

8. Bluhm H., Kessler G., Peterson R. R. Light ion beam inertial confinement fusion: requirements and achievements // Laser and Particle Beams. 1996. Vol. 50. No. 4. P. 655–663.

9. Крайнов В. П., Смирнов Б. М. Излучательные процессы в атомной физике. М.: Высш. образование, 1983. 288 с.

10. Князев Б. А., Лебедев С. В., Фокин Е. П. Мощный лазер на роданине 6Ж с повышенным ресурсом работы // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, вып. 2. С. 276–282.

11. Knyazev B. A., An W., Bluhm H., Buth L. Atomic beam source for ion diode diagnostics // Proc. of 12th International Conference on High-Power Particle Beams. (Haifa, Israel). 1998. Vol. 1. P. 471–474.

12. Князев Б. А., Мельников П. И. Динамика спектров лазеров на кумарине 1 и оксазине 17 с ламповой накачкой // Журнал прикладной спектроскопии. 1993. Т. 58, вып. 3–4. С. 397–400.

13. An W., Knyazev B. A., Bluhm H. et al. Measurement of local electric field in high power ion diodes with resonantly excited probe beam atoms // Proc. 13th Internat. Conf. on High-Power Particle Beams. Nagaoka, Japan, 2000.

14. Бете Г., Солтимер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: ГИФМЛ, 1960. 562 с.

15. Sobelman I. I. Introduction to the theory of atomic spectra: 1st ed. Oxford: Pergamon Press, 1972.