

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Современные проблемы физических наук**

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 23 ноября 2011 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207g.0773

23 ноября 2011 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.gpad.ac.ru](http://www.gpad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Ионин А.А.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Мощные инфракрасные и ультрафиолетовые лазерные системы и их применения.*

2. **Романовский М.Ю.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Ускорение запрещённых захватов орбитальных электронов ядрами под действием лазерного излучения.*

3. **Петрукович А.А.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Магнитосфера Земли как плазменная лаборатория.*

4. **Щур Л.Н.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Вычислительная физика и проверка теоретических предсказаний.*

Статьи, написанные на основе докладов 1, 2 и 4, публикуются ниже.

PACS numbers: 42.55.Lt, 42.60.Lh, 52.50.Jm  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207h.0773

**Мощные системы инфракрасных и ультрафиолетовых лазеров и их применение**

А.А. Ионин

**1. Введение.**

**Краткий исторический очерк исследований в лаборатории газовых лазеров ФИАНа**

Понятие "мощные лазеры" достаточно неопределённо, особенно для импульсных лазеров, характеризующихся пиковой мощностью. Для непрерывных и импульсно-периодических мощных лазеров довольно условной нижней границей может служить средняя мощность

А.А. Ионин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, РФ  
E-mail: [aion@sci.lebedev.ru](mailto:aion@sci.lebedev.ru)

~1 кВт, а для импульсных — пиковая мощность ~1 МВт. Максимальная средняя мощность реализована в лазерах мегаваттного класса [1], а пиковая — около 1 ПВт — в лазерных системах с фемтосекундной длительностью импульса [2]. В настоящее время создаются импульсные фемтосекундные лазерные системы с пиковой мощностью ~10 ПВт и обсуждается возможность создания экзаваттных импульсных лазерных систем [2]. В настоящей статье речь пойдёт в основном о лазерах инфракрасного (ИК) и ультрафиолетового (УФ) диапазонов спектра, разработанных, исследованных и используемых для изучения взаимодействия излучения с веществом в лаборатории газовых лазеров (ЛГЛ) Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) с участием автора.

Лаборатория была основана Н.Г. Басовым (1922–2001) в начале 1980-х годов с целью исследования физических принципов создания мощных лазерных систем для промышленности и решения оборонных задач. Сотрудники лаборатории принимали участие в разработке CO<sub>2</sub>-лазера мегаваттного класса [1] и CO<sub>2</sub>- и CO-лазеров со средней мощностью ≈10–30 кВт для промышленности. Основные направления исследований ЛГЛ: эксимерные лазеры, лазеры на атомных переходах, молекулярные лазеры и взаимодействие излучения с веществом.

В лаборатории были созданы [3] крупномасштабные лазерные установки, такие как KrF-лазер с электронно-пучковой накачкой (под руководством В.Д. Зворыкина): длина волны излучения  $\lambda = 0,248$  мкм, активный объём ≈20 л, энергия излучения  $Q \approx 100$  Дж, длительность импульса 100 нс; импульсные лазеры на атомных переходах с электронно-пучковой и электроионизационной накачкой (под руководством И.В. Холина): Ar/He-лазер ( $\lambda = 1,73$  мкм,  $Q = 80$  Дж), He/Ar-лазер ( $\lambda = 1,27$  мкм,  $Q = 4,5$  Дж), He/Kr-лазер ( $\lambda = 2,52$  мкм,  $Q = 4$  Дж), He/Ne-лазер ( $\lambda = 0,58$  мкм,  $Q = 1,5$  Дж); импульсные злектоионизационные молекулярные лазеры (под руководством автора настоящей статьи): CO<sub>2</sub>-лазер ( $\lambda = 10,6$  мкм,  $Q = 500$  Дж), импульсный лазер на основных переходах молекулы CO ( $\lambda \approx 5–6$  мкм,  $Q = 800$  Дж) и её оберточных переходах ( $\lambda \approx 3$  мкм,  $Q = 50$  Дж), N<sub>2</sub>O-лазер ( $\lambda = 10,9$  мкм,  $Q = 100$  Дж), квазинепрерывный сверхзвуковой (СЗ) CO-лазер мощностью 100 кВт (длительность работы ≈1 мс) [4]. Группой сотрудников лаборатории под руководством Б.И. Васильева предложена схема и разработана конструкция двухчастотного

лидара дифференциального поглощения, в котором опорный пучок формируется из излучения CO<sub>2</sub>-лазера, а частота излучения рабочего пучка последовательно перестраивается по линиям спектра NH<sub>3</sub>-лазера [3].

Лаборатория газовых лазеров ФИАН активно сотрудничала и продолжает сотрудничать с зарубежными организациями по развитию лазерных технологий. В 1992–1996 гг. совместно с коллегами из Великобритании и Франции сотрудники лаборатории участвовали в европейском проекте Eureka-113 "CO-Евролазер" [5], направленном на разработку мощных CO<sub>2</sub>-лазеров для промышленности. В 1994 г. в Институте технической физики в Штутгарте (Германия) при участии ЛГЛ был запущен импульсно-периодический CO<sub>2</sub>-лазер, действующий при комнатной температуре, со средней мощностью 1 кВт [6]. В 1995–1998 гг. лаборатория приняла участие в европейском проекте Eureka-1390 "Ультралаз" (Россия, Австрия, Германия и др.), целью которого являлась разработка принципов создания 100-киловаттного CO<sub>2</sub>-лазера для промышленности.

В 1995–1996 гг. совместно с коллегами из Управления прикладных технологий (Directorate of Applied Technology, Test and Simulation (DATTS)) (полигон Белые пески (White Sands), США) с применением привезённой ими аппаратуры на лазерных установках ЛГЛ были проведены исследования обращения волнового фронта излучения CO<sub>2</sub>- и CO-lазеров [7]. Эти же установки использовались в 1995–1997 гг. в совместных работах с компанией "Дюпон" (DuPont) (Вилмингтон, США) по лазерной модификации поверхности синтетических тканей посредством частотно-селективного воздействия излучения CO<sub>2</sub>-лазеров с длиной волны ≈ 6 мкм на поверхность волокон нейлона и дакрона с целью устранения так называемого синтетического блеска [8] и в 1997–1999 гг. для совместных исследований с Горным университетом Колорадо (Colorado School of Mines) (г. Гольден, США) взаимодействия излучения мощных ИК-лазеров с горными породами, характерными для нефтеносных полей [9], в рамках проекта, направленного на анализ возможности создания лазерных буровых установок.

О более поздних проектах разработки совместно с Университетом Нью-Мексико и Научно-исследовательской лабораторией военно-воздушных сил США (Air Force Research Laboratory (AFRL)) (г. Альбукерке, США) сверхзвукового CO<sub>2</sub>-лазера, действующего на основных и обертонных переходах молекулы CO<sub>2</sub>, об исследованиях, поддержанных партнёрскими (вместе с Европейской организацией аэрокосмических исследований (European Office of Aerospace Research & Development, EOARD)) проектами Международного научно-технического центра (МНТЦ), электроразрядных генераторов энергетического донора — синглетного кислорода для кислород-йодного лазера и электрического разряда, управляемого комбинированными фемтосекундными и наносекундными импульсами УФ-излучения гибридной KrF-лазерной системы, речь пойдёт в разделах 2–5.

## 2. Инфракрасные лазеры на оксиде углерода и их применение

Лазеры на оксиде углерода CO (которые следует отличать от лазеров на диоксиде углерода CO<sub>2</sub>) представляют интерес как с точки зрения создания мощных источников

когерентного излучения в средней ИК-области спектра, так и с точки зрения молекулярной кинетики, поскольку создание инверсной населённости между колебательно-вращательными уровнями молекулы CO обусловлено колебательно-колебательным обменом между молекулами CO, являющимися ярко выраженным ангармоническими осцилляторами. CO-лазер может действовать на ~10<sup>3</sup> колебательно-вращательных спектральных линиях в основных колебательных полосах с изменением колебательного квантового числа на единицу в диапазоне длин волн 4,6–8,2 мкм и на первых обертонах в диапазоне длин волн 2,5–4,2 мкм. С историей создания, развития и физическими принципами работы CO-лазеров (в частности, с тем, зачем надо охлаждать активную среду этого лазера) можно ознакомиться в обзоре [10].

Спектральная область генерации обертонного CO-лазера перекрывает "окно прозрачности" атмосферы в области длин волн ≈ 3,3–4,0 мкм, поэтому его можно использовать для транспорта мощного излучения в атмосфере. Поскольку огромное число спектральных линий CO-лазера лежит в спектральных областях, в которых находятся линии поглощения многих взрывчатых и токсичных веществ, CO-лазеры, не обязательно мощные, можно использовать для многокомпонентного газового анализа этих и других веществ.

В последнее десятилетие усилия ЛГЛ по исследованию CO-лазеров были сосредоточены на следующих направлениях: создание и исследование совместно с коллегами из США сверхзвукового CO<sub>2</sub>-лазера, в том числе обертонного; разработка перестраиваемого по частоте в 5-микрометровом диапазоне длин волн компактного CO<sub>2</sub>-лазера, генерирующего на обертонных переходах ( $\lambda = 2,5\text{--}4,0$  мкм), с накачкой высокочастотным (ВЧ) щелевым разрядом; разработка CO-лазерной системы, генерирующей наносекундные импульсы; оценка возможности применения CO-лазеров для лазерного разделения изотопов урана.

### 2.1. Сверхзвуковой обертонный CO-лазер

Создание и исследование сверхзвукового обертонного CO-лазера, охлаждение активной среды которого происходило при её адиабатическом расширении в СЗ-сопле, проводилось в рамках партнёрских проектов МНТЦ 1865 и 2415 на основе рекомендаций, разработанных в ЛГЛ, где теоретически и экспериментально моделировались условия сверхзвукового CO<sub>2</sub>-лазера AFRL. В процессе этих исследований в ЛГЛ впервые было показано, что обертонный CO-лазер может действовать на высокорасположенных колебательных полосах, вплоть до перехода 38 → 36, на более чем 400 спектральных линиях в селективном режиме и с к.п.д. до 16 % в многочастотном режиме (см., например, [11]). Установка в AFRL первоначально была создана на базе сверхзвукового CO<sub>2</sub>-лазера с накачкой ВЧ-разрядом и мощностью генерации 330 Вт (при однопроходном резонаторе), разработанного в Институте технической физики в Штутгарте. В результате совместных работ с американскими и немецкими коллегами [12] конструкция установки была значительно изменена при сохранении её активного объёма (активная длина 10 см, число Maxa в сверхзвуковом потоке 2,7, температура газа в потоке ≈ 100 К, давление газа в СЗ-потоке 2–9 торр), а мощность генерации на основных (≈ 5-микрометровых) переходах достигла 2,1 кВт с к.п.д. 21 % (при однопроходном резонаторе).

На обертонных переходах с практически "глухими" зеркалами была получена мощность генерации 50 Вт. Оценки показали, что применение оптимального резонатора позволит достичь мощности излучения обертонного СО-лазера порядка 500 Вт.

## 2.2. Компактный щелевой СО-лазер с накачкой высокочастотным разрядом

В последнее время достигнут значительный прогресс в разработке капиллярных и щелевых газовых лазеров (в том числе проточных и отпаянных CO<sub>2</sub>- и CO-лазеров) с диффузионным охлаждением, возбуждаемых емкостным поперечным ВЧ-разрядом. В этих лазерах отвод тепла из газовой смеси производится через охлаждаемые электроды, к которым прикладывается возбуждающее ВЧ-напряжение. ВЧ-разряд обладает рядом преимуществ по сравнению с наиболее простым и часто используемым разрядом постоянного тока. Известно, что CO-лазер демонстрирует наилучшие выходные характеристики при криогенных температурах активной газовой смеси. Это особенно актуально для обертонного CO-лазера [13]. Важной практической задачей является создание компактного щелевого CO-лазера с ВЧ-возбуждением и диффузионным охлаждением его активной среды до низких температур. Такой лазер, сочетающий в себе относительную простоту и компактность, присущие щелевым ВЧ-конструкциям, а также высокую эффективность и широкий спектр генерации, характерные для электроразрядных CO-лазеров, может стать уникальным спектроскопическим инструментом для детектирования различных взрывчатых, ядовитых и других опасных веществ и материалов.

В ЛГЛ были созданы компактные щелевые CO-лазеры с накачкой ёмкостным ВЧ-разрядом и криогенным охлаждением электродов с различными длинами активной среды (250 и 400 мм) [14]. Определены оптимальные условия (состав и давление газовой смеси, параметры ВЧ-разряда) для реализации наилучших выходных лазерных характеристик. Максимальная полученная в экспериментах средняя мощность лазера на основных переходах молекулы CO (спектральный диапазон 5,1–5,4 мкм) составила ≈ 12 Вт, а его к.п.д. достигал ≈ 14 %. Реализован также частотно-селективный режим работы этого лазера. Одночастотная генерация была получена на ≈ 100 лазерных линиях в спектральном диапазоне 4,9–6,5 мкм со средней выходной мощностью от нескольких милливатт до нескольких десятков милливатт. Впервые в щелевом криогенном CO-лазере с ВЧ-накачкой была реализована генерация излучения на обертонных переходах молекулы CO в спектральном диапазоне 2,5–4,0 мкм [14].

В результате оптимизации экспериментальных параметров в режиме свободной многочастотной генерации автором настоящей статьи совместно с А.Ю. Козловым, Л.В. Селезнёвым и Д.В. Синицыным (ФИАН) недавно была достигнута средняя мощность ≈ 1,8 Вт в спектральном диапазоне от 2,95 до 3,45 мкм с эффективностью до 1,5 %. Все результаты получены без принудительной замены газовой смеси. При фиксированных экспериментальных условиях стабильная генерация (с флуктуациями выходных характеристик не более 10 %) была реализована на временном интервале более одного часа, что позволяет говорить о том, что впервые осуществлён отпаянный режим работы криогенного CO-лазера. Ди-

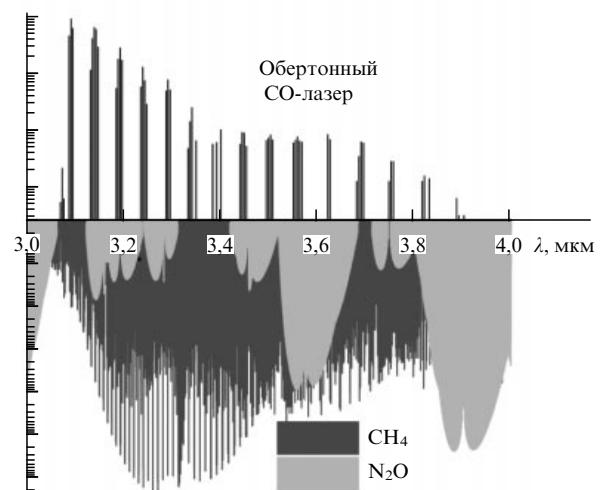


Рис. 1. Типичный спектр излучения обертонного CO-лазера и спектры поглощения метана (CH<sub>4</sub>) и оксида диазота (N<sub>2</sub>O).

пазон перестройки частоты излучения CO-лазера перекрывает спектральные диапазоны, в которых расположены линии и полосы поглощения как обычных веществ (H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub>, NO, SO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub> и др.) и органических соединений (таких как метан, ацетон, бензол, метanol, этанол и др.), так и сильных загрязнителей.

Благодаря большому числу спектральных линий CO-лазер является привлекательным источником излучения для решения задач спектрального анализа как многокомпонентных газовых смесей, так и отдельных веществ, присутствующих в составе атмосферы. При использовании обертонного CO-лазера проведены модельные эксперименты по измерению концентраций газов в двухкомпонентной смеси (N<sub>2</sub>O + CH<sub>4</sub>) в области перекрытия их спектров поглощения (рис. 1). Показано, что точность восстановления концентрации газов в многокомпонентной смеси возрастает при увеличении числа лазерных линий.

## 2.3. CO-лазерная система

### "задающий генератор – лазерный усилитель", генерирующая наносекундные импульсы

Заселение лазерных уровней молекулы CO происходит в результате сравнительно медленного обмена колебательной энергией между молекулами, поэтому до недавнего времени считалось, что CO-лазер, действующий на колебательно-вращательных переходах в режиме синхронизации мод, малоэффективен. Но мощные наносекундные импульсы излучения на длинах волн около 5 мкм потребовались для решения сложной научно-технической задачи — стохастического охлаждения релятивистских ионов в коллайдерах. В работе [15] было продемонстрировано, что при активной синхронизации мод криогенная CO-лазерная установка на основе электроионизационного (ЭИ) разряда может генерировать пуг импульсов излучения длительностью от ≈ 5 до 15 нс при частоте их следования 10 МГц, равной частоте следования ионных струек в коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) Брукхейвенской национальной лаборатории (США). При этом пиковая мощность излучения достигала 120 кВт при генерации многочастотного излучения (≈ 20 спектральных линий) и

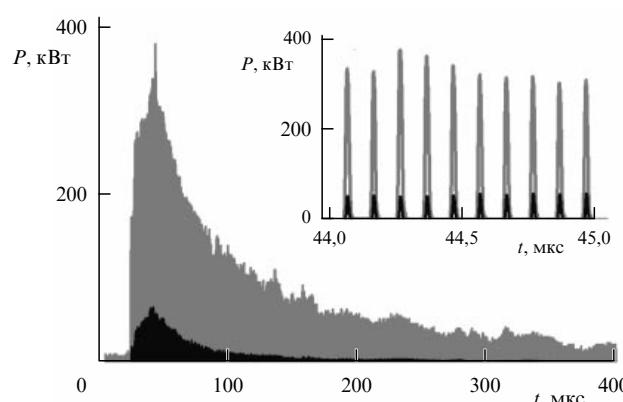


Рис. 2. Цуг наносекундных импульсов на входе (показан тёмным цветом) и выходе (более светлый) СО-лазерного усилителя.

70 кВт в частотно-селективном режиме при генерации излучения на одной линии, соответствующей колебательно-вращательному переходу  $9 \rightarrow 8P(11)$ . Для повышения пиковой мощности СО-лазерного излучения была разработана система "задающий генератор–лазерный усилитель", на выходе из которой пиковая мощность возрастала до 380 кВт в многочастотном режиме (рис. 2) и до 130 кВт в частотно-селективном режиме [16]. Исследование усиления коротких импульсов излучения показало, что благодаря высокой скорости вращательной релаксации интенсивность насыщения усиления излучения на одной спектральной линии в СО-лазерном усилителе составляла  $\approx 14$  кВт  $\text{см}^{-2}$ , что на несколько порядков превышало интенсивность насыщения усиления непрерывного многочастотного СО-лазерного излучения.

#### 2.4. Разделение изотопов урана с помощью СО-лазеров

До недавних пор СО-лазер рассматривался лишь как перспективный лазер для возбуждения фотохимических реакций применительно к лазерному разделению изотопов урана, так как несколько линий излучения СО-лазера с длиной волны вблизи  $\lambda = 5,3$  мкм, которые находятся в полосе поглощения  $3\nu_3$  молекул гексафторида урана (ГФУ) [17], способны изотопо-селективно инициировать химические реакции [18]. Однако ситуация кардинально изменилась, когда было показано, что в режиме синхронизации мод короткие импульсы излучения СО-лазера обладают высокой пиковой мощностью [15, 16], поскольку такое излучение можно преобразовать в нелинейных оптических кристаллах в другие спектральные диапазоны. Например, внутренний коэффициент преобразования в кристалле  $ZnGeP_2$  во вторую гармонику излучения СО-лазера достигал 25 % [19, 20], что подтверждает возможность эффективного преобразования частоты излучения сложением и вычитанием частот излучения СО-лазера. Тем более что в частотно-селективном режиме СО-лазер способен действовать на  $\approx 1000$  спектральных линий в широком диапазоне длин волн, от 2,5 до 8,3 мкм. Благодаря столь уникальным свойствам излучение СО-лазера можно преобразовать в те полосы поглощения ГФУ, в которых имеется изотопический сдвиг, необходимый для лазерного разделения изотопов урана, включая полосу  $\nu_3$  с большим сечением поглощения вблизи  $\lambda = 16$  мкм [17]. Таким

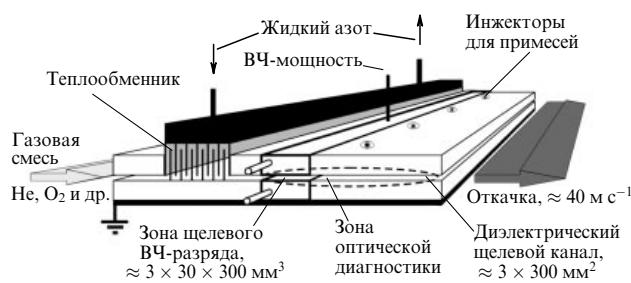
образом, СО-лазер с преобразованием излучения в нелинейных оптических кристаллах может стать эффективным источником излучения для разделения изотопов урана.

### 3. Проблема создания инфракрасного электроразрядного кислород-йодного лазера

В химических кислород-йодных лазерах (ХКИЛ) в качестве энергетического донора для излучающего атомарного йода выступает молекула синглетного кислорода  $O_2(a^1\Delta_g)$ . Однако применение ХКИЛ ограничено из-за необходимости использовать токсичные вещества для получения синглетного кислорода (СК) в химическом генераторе. Одним из альтернативных методов генерации СК является его получение в электрическом разряде. Впервые генерация в электроразрядном кислород-йодном лазере была получена при возбуждении кислородсодержащей газовой смеси и наработке СК в ВЧ-разряде с последующим смешиванием СК лазерной смеси с йодом и её охлаждением в сверхзвуковом потоке [21]. Получение СК осуществляется в электроразрядном генераторе синглетного кислорода. Далее СК транспортируется в зону смешивания с атомами йода, который поставляют йодсодержащие молекулы. Генерация излучения на длине волны 1,316 мкм происходит непосредственно после смешивания СК с атомарным йодом в лазерном резонаторе. Охлаждение газовой смеси до криогенных температур позволяет достичь положительного коэффициента усиления при существенно меньшем значении выхода СК  $Y = [O_2(a^1\Delta_g)] / ([O_2(X^3\Sigma_g^-)] + [O_2(a^1\Delta_g)])$ ,  $Y_{th} \approx 1\%$  при  $T = 100$  К. Для сравнения,  $Y_{th} \approx 15\%$  при  $T = 300$  К. (Подробный обзор, посвящённый физике и технике получения СК в электрическом разряде, в том числе в высокочастотном, см. в [22].) В настоящее время максимальная мощность электроразрядного кислород-йодного лазера составляет  $\approx 500$  Вт [23]. Агентство передовых оборонных исследовательских проектов Министерства обороны США (Defense Advanced Research Projects Agency, DARPA) поддерживает проект по созданию 100-киловаттного кислород-йодного лазера с к.п.д. генерации  $\approx 10\%$  [24].

Экспериментальные исследования энергетических характеристик электрического генератора СК на основе импульсного ЭИ-разряда в кислородсодержащих газовых смесях показали, что добавление CO или H<sub>2</sub> в смесь газов O<sub>2</sub> и Ar позволяет существенно повысить устойчивость ЭИ-разряда и достичь высокого удельного энерговклада (максимальное значение в пересчёте на молекулярные компоненты смеси достигало  $\approx 6,5$  кДж  $\text{л}^{-1}$  атм  $^{-1}$  ( $\approx 150$  кДж моль  $^{-1}$ ) в газовой смеси O<sub>2</sub>:Ar:CO (1:1:0,1) при полном давлении газа 30 торр и объёме возбуждения  $\approx 18$  л [25]. Теоретически было показано, что при использовании смесей с молекулярными добавками CO, H<sub>2</sub> или D<sub>2</sub> в ЭИ-разряде можно ожидать выхода синглетного кислорода O<sub>2</sub>(a<sup>1</sup> $\Delta_g$ ) около 25 %, превышающего значение, необходимое для работы кислород-йодного лазера при комнатной температуре [25].

Для исследования процессов образования и релаксации СК в дозвуковом потоке газа, возбуждаемом попечным щелевым ВЧ-разрядом, в рамках партнёрского проекта МНТЦ 3835 была создана не имеющая аналогов экспериментальная установка (рис. 3). Результаты проведённых экспериментов и теоретического моделирова-



**Рис. 3.** Схема электроразрядного генератора синглетного кислорода на основе газопроточной щелевой установки с поперечным ВЧ-возбуждением и возможностью криогенного охлаждения электродов.

ния [26] дают основание рассчитывать на получение генерации в кислород-йодном лазере с электроразрядным генератором СК на основе поперечного ВЧ-разряда при охлаждении возбуждённого газа до температур  $\approx 220$  К, что весьма реально даже без использования сверхзвукового расширения газового потока.

#### 4. Гибридная система ультрафиолетовых Ti:Sa–KrF-лазеров

Для исследования процессов взаимодействия излучения фемтосекундной длительности с веществом в ЛГЛ была разработана гибридная (т.е. состоящая из газовых и твердотельных лазеров) лазерная система [27] на основе титан-сапфирового (Ti:Sa) лазерного стартового комплекса и ранее созданных электронно-пучковых KrF-лазерных усилителей (см. введение, а также [3]). Отличительной особенностью гибридных систем является прямое усиление генерируемых твердотельной лазерной системой фемтосекундных импульсов, прошедших через призменный стретчер с отрицательной дисперсией, в газообразных активных средах без использования сложных и дорогостоящих оптических компрессоров на основе дифракционных решёток с последующей компрессией плоскопараллельными пластинами с положительной дисперсией. Гибридная лазерная система состоит из твердотельного стартового комплекса, генерирующего фемтосекундные импульсы излучения, KrF-лазерного предуслителя и конечного усилителя.

Твердотельный стартовый комплекс, излучающий ультрафиолетовые фемтосекундные импульсы, был разработан и произведён российской компанией "Авеста-проект" совместно с ФИАНом. Этот комплекс, состоящий из Ti:Sa-лазера (длина волны излучения 744 нм, длительность импульса 30 фс), оптического стретчера, регенеративного усилителя, многопроходных усилителей, оптического компрессора и оптического преобразователя излучения в третью гармонику, излучает импульсы длительностью 60–100 фс на длине волны 248 нм с энергией излучения 0,5 мДж и частотой следования 10 Гц. Диаметр лазерного луча 8 мм. Максимальная энергия излучения на основной длине волны составляет 8 мДж. Этот комплекс может также генерировать фемтосекундные импульсы на второй гармонике с длиной волны 372 нм и энергией 2 мДж. KrF-лазерный предуслитель [27], накачиваемый электронным пучком, имеет активный объём 10 × 10 × 100 см<sup>3</sup>. Конечный KrF-лазерный усилитель [27] с активным объёмом

16 × 18 × 100 см<sup>3</sup> накачивается двумя электронными пучками, распространяющимися навстречу друг другу. Эти пучки генерируются двумя электронными пушками и направляются в лазерную камеру через титановую фольгу.

На данной гибридной лазерной установке было исследовано усиление ультрафиолетовых ультракоротких импульсов (УКИ) в двух каскадах широкоапertureных KrF-усилителей с электронно-пучковой накачкой [28]. Полная энергия на выходе предуслителя достигала 23 мДж, при этом площадь пучка (38,5 см<sup>2</sup>) составляла около 60 % от апертуры предуслителя. Энергия УКИ на выходе конечного усилителя в режиме насыщения равнялась 0,62 Дж в пучке площадью 92,5 см<sup>2</sup>, что составляло 43 % от апертуры. На вход предуслителя подавался импульс излучения длительностью  $\approx 100$  фс, т.е. после выхода из стартового комплекса стретчер не использовался. Длительность на выходе конечного усилителя не превышала 1 пс (измерение с помощью электронно-оптической камеры) и составляла не менее  $\approx 330$  фс (измерение длины когерентности). Таким образом, пиковая мощность достигала  $\approx 1$  ТВт. Угловая расходимость излучения равнялась 20 мкрад. Оценки показывают, что при факторе заполнения апертуры 1,0 энергия усиленного импульса достигнет  $\sim 1,5$  Дж. Применение стретчера для импульса на выходе стартового комплекса длительностью  $\approx 60$  фс позволит получить на выходе системы импульс излучения с пиковой мощностью  $\sim 20$ –30 ТВт.

#### 5. Взаимодействие фемтосекундных инфракрасных и ультрафиолетовых импульсов излучения с веществом

##### 5.1. Филаментация фемтосекундных импульсов излучения и ионизация газов под их воздействием

Задача усиления ультракоротких УФ-лазерных импульсов в электронно-пучковых KrF-усилителях оказалась неразрывно связана с процессами нелинейного распространения мощных УФ-лазерных импульсов в атмосфере, газах и проходных (прозрачных) элементах оптики. Эксперименты продемонстрировали существование нелинейного поглощения относительно низкоинтенсивного УФ-излучения, а исследования многофотонной ионизации чистых газов (аргон и азот) [29] показали, что увеличение интенсивности УФ-лазерного излучения (более 10<sup>12</sup> Вт см<sup>-2</sup>) приводит к увеличению фотонности процесса от 3 до 4 квантов. Такое изменение, по-видимому, связано с изменением процесса ионизации. Так, при малых интенсивностях (от  $\approx 3 \times 10^{10}$  до  $2 \times 10^{11}$  Вт см<sup>-2</sup>) тремя квантами возбуждаются высоколежащие электронные состояния, после чего происходит однокvantовая ионизация. При увеличении интенсивности высоколежащие уровни смещаются вследствие динамического эффекта Штарка и "выходят" из трёхквантового резонанса. В результате наблюдается нерезонансная четырёхквантовая ионизация.

В ЛГЛ с помощью метода оптической микроскопии с временным разрешением было продемонстрировано существование в воздухе единичного или множественных коротких (до 100 мкм) и узких (до 5 мкм в диаметре) минифиламентов сильно сфокусированных ультракоротких лазерных импульсов в ИК-диапазоне спектра

[30]. Длина возникающих светящихся плазменных каналов многократно превосходила соответствующую длину перетяжки фокуса. Различными методами проведены оценки плотности плазмы, которая оказалась довольно высокой (вплоть до  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Ранее возможность существования таких минифильтров подвергалась сомнению ведущими специалистами в данной области, поскольку предшествующие экспериментальные измерения при мягких фокусировках УКИ давали существенно большие длины и диаметры газовых (воздушных) фильтров (до нескольких десятков метров и сотен микрометров соответственно). Теоретические численные расчёты для таких условий были проведены в Институте оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН [31]. Результаты численного моделирования подтвердили существование минифильтров УКИ, а также дали систематическое описание фундаментальных механизмов формирования минифильтров при жёсткой фокусировке УКИ и их основных размерных и энергетических параметров (максимальная интенсивность и плотность плазмы в фильтре).

В лаборатории был выполнен ряд работ по исследованию возможности применения минифильтров. Так, были проведены эксперименты по генерации третьей гармоники в воздушных минифильтрах. В частности, было показано, что максимальная эффективность преобразования сильно сфокусированного излучения инфракрасных УКИ в излучение ультрафиолетовых УКИ (третья гармоника) может достигать 0,16 % [32]. Очень жёсткая фокусировка (численные апертуры фокусирующей оптики — до 0,65) лазерных импульсов применялась для разработки инновационной технологии микромасштабной объёмной маркировки природных алмазов (путём записи графитовых микроканалов; работа проводилась совместно с Производственным объединением "Кристалл" (г. Смоленск)) [33] и импортозамещающей медицинской технологии объёмной микроперфорации тканей глаза для микрохирургических задач коррекции зрения (роговицы) и практически неинвазивного удаления недоброкачественных опухолей на склере (работа проводилась совместно с Центральной клинической больницей РАН) [34]. Следует отметить, что разработка практических технологий микромаркировки и микрохирургии глаза предшествовали фундаментальные исследования в области выяснения физических механизмов создания микроповреждений материалов, особенностей и параметров микрофильтрации в прозрачных средах.

## 5.2. Нанофотоника поверхности наноструктур и объёмных фотонных кристаллов

Несмотря на то что исследования по лазерной генерации одномерных периодических поверхностных наноструктур (ППНС) под действием ультракоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов продолжаются уже более десятилетия, механизмы генерации ППНС, в частности эффекты динамического изменения оптических свойств фотовозбуждённой поверхности материалов, распределения энергии электромагнитного (ЭМ) поля в результате интерференции УКИ–ПЭВ (где ПЭВ — поверхностная ЭМ-волна, возбуждаемая УКИ), механизмы массопереноса (удаления — абляции) вещества, оптика фотовозбуждённой наноструктурированной поверхности, появления субволновых ( $\Lambda \ll \lambda$ , где  $\lambda$  и  $\Lambda$  — длины

волн падающего излучения и возникающей периодической структуры соответственно) ППНС, до сих пор изучены недостаточно. Поэтому нами были исследованы следующие основные стадии генерации ППНС под действием УКИ [35–43]:

1) фотовозбуждение поверхности и интерференция УКИ–ПЭВ под действием инфракрасных УКИ и впервые — ультрафиолетовых УКИ [35–37, 42];

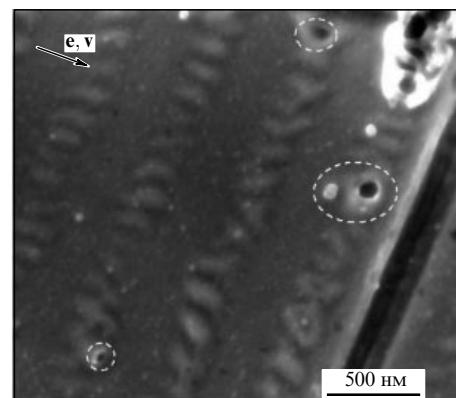
2) возникновение первичного, как правило, негармонического, околоволнового ( $\Lambda \approx \lambda$ ) периодического нанорельефа [35, 37];

3) запись ППНС (включая субволновые нанорельефы) в результате дифракции УКИ на первичном негармоническом нанорельефе [35, 37, 38, 40–43];

4) образование ППНС в ходе взаимодействия последующих множественных УКИ с развитым нанорельефом, вплоть до его деградации и формирования микрорельефа [39–42].

Предложен простой и информативный метод изучения динамических оптических постоянных вещества в масштабе УКИ посредством измерения его собственного отражения (самоотражения) [35–37]. Впервые наблюдалась высшая гармоника нанорельефа — до 7-й гармоники [35, 37], и предложено альтернативное объяснение появления таких субволновых ППНС в результате не маловероятного эффекта генерации высших оптических поверхностных гармоник, а дифракции УКИ на первичном негармоническом нанорельефе (суперпозиции гармоник нанорельефа), возникающем, как правило, в слабонадпороговом режиме наноструктурирования, с возбуждением совокупности ПЭВ с соответствующим спектром волновых чисел [35, 37].

Кроме того, в ходе исследований генерации ППНС под действием УКИ со слабоподпороговыми плотностями энергии впервые были обнаружены не регулярные последовательности бороздок нанорельефа, а двумерные массивы нанопичков (рис. 4), причём последние периодически возникают на линиях максимумов интерференции УКИ–ПЭВ в результате кавитационной неустойчивости поверхностного расплава [43] (ранее в рамках расчётов с помощью метода молекулярной динамики



**Рис. 4.** Наноструктуры, образованные на поверхности алюминия при плотности энергии  $F = 0,5 \text{ Дж см}^{-2}$  и  $N = 500$ . Изображение получено с помощью сканирующей электронной микроскопии при увеличении 120000 раз. Стрелка показывает направление вектора поляризации лазерного поля  $e$  и вектора скорости движения мишени  $v$ . Штриховыми контурами выделены нанопички с кратерами вместо вершины и следами выноса материала.

была предсказана возможность формирования непериодического нанорельефа). Микроскопический механизм кавитационной динамики, предшествующей формированию нанопиков в результате частичного "замороженного" откола части поверхности плёнки расплава, а также другие микроскопические механизмы откольной и фрагментационной абляции твёрдых материалов под действием УКИ впервые были изучены нами с помощью оптической микроскопии с временным разрешением [44].

Результаты данного исследования впервые показали возможность мониторинга движения фронта плавления в материале посредством наблюдения акустических reverberаций в поверхностной плёнке расплава с акустическим импедансом, отличным от импеданса твёрдого материала, а также движения области кавитации от поверхности в объём расплава в результате охлаждения поверхности при её адиабатическом расширении с последующим отколом-выталкиванием с поверхности мишени охлаждённого поверхностного слоя на субнаносекундных временах, по-видимому, в основном благодаря нециркулирующим в расплаве волнам напряжений (разрежения), а давлению пара в подповерхностной области кавитации (нанопене). При более высоких плотностях энергии УКИ отмечено необратимое фрагментационное удаление более высокотемпературного поверхностного слоя расплава вследствие его кавитации.

Фрагментационный механизм поверхности абляции твёрдых материалов под действием УКИ, а также более высокоэнергетичный механизм их абляции через прямую ионизацию были также изучены с использованием метода бесконтактной широкополосной ультразвуковой диагностики, адаптированного для регистрации сверхмощных ударных волн (УВ), генерируемых при абляции под воздействием УКИ. Известно, что при пробеге сверхмощных УВ в материалах в результате ударно-волнового нагружения в последних происходят процессы пластической деформации (упруго-пластический переход) и полиморфных превращений, постепенно значительно трансформирующие профиль распространяющейся УВ даже в довольно тонких мишенях (с субмикрометровой и микрометровой толщиной), что оказывается особенно существенным при генерации сверхмощных УВ в процессе абляции мишней под действием высокоинтенсивных УКИ с пиковыми интенсивностями  $0,1 - 1 \text{ ПВт см}^{-2}$ . Поэтому нами был предложен новый подход к исследованию сверхмощных УВ, генерируемых при абляции материалов высокоинтенсивными УКИ, — наблюдение за эволюцией УВ в граничащей с ней среде с высокой ударно-волновой и оптической прочностью, например в атмосфере воздуха [45].

Нами была реализована экспериментальная схема регистрации сверхмощных УВ с помощью метода бесконтактной широкополосной ультразвуковой диагностики посредством наблюдения распространения УВ в воздухе от аблируемой поверхности до широкополосного пьезоэлектрического приёмника [45–47]. Данная экспериментальная схема свободна от размерного эффекта толщины мишени, и, кроме того, она позволяет исследовать *in situ* с микрометровым пространственным разрешением совершенно разные материалы с различными рельефами поверхности. Были проведены настольные исследования сверхмощных ударных волн суб- и мультимегабарного уровня, возбуждаемых на поверхности алюминия при её абляции в атмосфере воздуха под

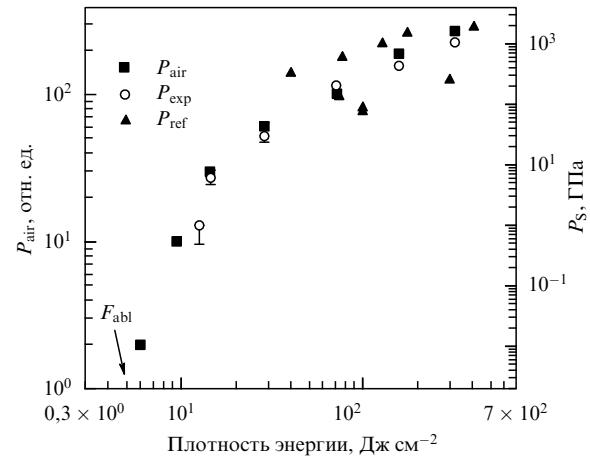


Рис. 5. Экспериментальные зависимости амплитуды волны давления  $P_{air}$  (левая ось, тёмные квадраты) и начального давления в лазерном факеле  $P_S$  (правая ось) от плотности энергии  $F$ : светлые кружки — полученные нами данные  $P_{exp}$ , тёмные треугольники — литературные значения  $P_{ref}$ . Стрелкой указан порог абляции материала  $F_{abl}$ .

воздействием высокоинтенсивных ( $\leq 1 \text{ ПВт см}^{-2}$ ) линейно поляризованных УКИ [45]. Оценки начального давления и скорости ударной волны (абляционного факела) хорошо согласуются с литературными данными, полученными с использованием различных методов для УВ, распространяющихся *внутри* аблируемой мишени (рис. 5).

Наконец, в последние годы нами проводились исследования по генерации золей химически "чистых" наночастиц посредством абляции твёрдых материалов: железа, золота, никеля, кремния, сверхпроводящей керамики YbCo — под действием УКИ в среде различных жидкостей. Полученные золи наночастиц использовались, в частности, для создания нанокомпозитов на основе диэлектрической матрицы трёхмерного фотонного кристалла — искусственного опала — с помощью заполнения её воздушных нанопустот квантовыми точками-наночастицами и последующего высушивания растворителя. Оптическая спектроскопия стоп-зоны (запрещённой зоны) опала демонстрирует благодаря высокой химической чистоте наночастиц правильные знаки и значительные предсказуемые амплитуды "синего" (для металлических наночастиц) и "красного" (для диэлектрических наночастиц) смещения зонного спектра нанокомпозита [48].

### 5.3. Инициирование электрических разрядов комбинированными фемто- и наносекундными ультрафиолетовыми лазерными импульсами

Плазменные каналы, создаваемые лазерным излучением в атмосферном воздухе или некоторых других газах, представляют большой интерес для многих фундаментальных проблем и технических приложений. Среди них — инициирование молний и активная молниезащита, направленная передача сверхвысокочастотного излучения для уменьшения его естественной расходности, лазерное ускорение электронов. В противоположность более ранним экспериментам с CO<sub>2</sub>-лазерными импульсами субмикросекундной длительности [49], в которых поглощение в плотной плазме, образующейся в процессе лавинной ионизации, ограничивало длину и сплошность канала, новые подходы на основе использо-

вания длинных УФ-импульсов [50] или ультракоротких импульсов фемтосекундной длительности [51] позволяют создавать протяжённые слабоионизованные треки в газе благодаря процессам многофотонной ионизации и/или филаментации лазерного пучка. Так как первичные электроны быстро рекомбинируют с положительными ионами и за времена  $\sim 10 - 50$  нс прилипают к молекулам кислорода, целесообразно использование дополнительного видимого или ультрафиолетового излучения, для того чтобы поддерживать электронную плотность в течение довольно длительного времени. Следовательно, комбинация цуга ультракоротких высокointенсивных УФ-лазерных импульсов с длинными УФ-импульсами представляется достаточно привлекательной для создания и дальнейшего поддержания плазменного канала.

Для многокаскадной гибридной Ti : Sa – KrF-лазерной установки в ЛГЛ автором совместно с В.Д. Зворыкиным, А.О. Левченко, С.И. Кудряшовым, Л.В. Селезнёвым, Д.В. Синицыным и Н.Н. Устиновским в рамках партнёрского проекта МНТЦ 4073 была разработана новая оптическая схема, которая позволяет получать цуги УКИ с высокой пиковой мощностью, 0,2–0,3 ТВт, в комбинации со 100-наносекундными высокоэнергетическими импульсами [52]. В неустойчивый конфокальный резонатор основного широкоапертурного KrF-лазерного усилителя через полупрозрачный мениск инжектировались одиночные УКИ или цуг УКИ с интервалом следования около 5 нс, которые усиливались в процессе многократного прохождения резонатора и перекрывались с импульсом свободной генерации (рис. 6). Инжектируемые УКИ с длиной волны излучения 248,4 нм, энергией 0,5 мДж и длительностью 60 фс генерировались титан-сапфировым стартовым комплексом, и их энергия увеличивалась до  $\approx 20$  мДж в KrF-лазерном предусилителе. Инжектируемые УКИ усиливалась по мере многократного обхода резонатора на фоне свободной генерации (их амплитуда на рис. 6 в 1000 раз меньше, чем в действительности, из-за ограниченного временного разрешения вакуумного фотодиода ( $\approx 1$  нс), интегрирующего сигналы УКИ с длительностью  $\approx 1$  пс). Энергия комбинированных импульсов излучения составляла  $\approx 10 - 30$  Дж. Была измерена проводимость плазменных каналов, образующихся в атмосферном воздухе при фокусировке комбинированных импульсов УФ-излучения сферическим зеркалом с фокусом  $\approx 8,0$  м. Регистрировался сигнал фототока, обусловленный электронной компонентой фотоионизационной плазмы, которая создавалась в области переноса между двумя кольцевыми

электродами, расположенными на расстоянии 20 см друг от друга, при прикладываемом напряжении  $U = 5 - 22$  кВ.

Характерные осциллограммы лазерного импульса, зарегистрировавшегося фотодиодом (верхний луч), и электронного фототока (нижний луч) показаны на рис. 6, из которого видно, что амплитуда тока, практически близкая к нулю на фронте импульса свободной генерации, резко возрастает в момент появления УКИ. Измерение электронного фототока в случае 100-наносекундного плавного импульса в режиме свободной генерации (при перекрытой инжекции УКИ) дало величины фототока на два порядка меньшие, чем в случае модулированного лазерного импульса. Объяснением этому служит нелинейный характер зависимости фотоионизации воздуха от интенсивности лазерного излучения. При перемещении геометрического фокуса зеркала в пределах  $\approx 1,0$  м относительно межэлектродного промежутка сигналы фототока изменялись незначительно, что, очевидно, указывает на филаментацию лазерного пучка УКИ и позволяет оценить длину нелинейного распространения.

Предварительные эксперименты по инициированию пробоя разрядного промежутка с небольшой длиной показали [53], что импульс свободной генерации инициирует электрический пробой промежутка длиной 4,0 см при приложенном напряжении 50 кВ, причём импульс разряда развивается с задержкой  $\approx 5$  мкс относительно лазерного импульса и направление его распространения не определяется лазерным лучом. При том же приложенном напряжении комбинированный импульс с той же энергией обеспечивает распространение разряда вдоль луча на расстояние 7 см, причём с задержкой, как минимум, на два порядка меньшей. Формирование протяжённого проводящего канала со сравнительно высокой проводимостью, поддерживаемой комбинированными УФ-лазерными импульсами в течение нескольких десятков наносекунд, позволяет рассчитывать на эффективное управление высоковольтным пробоем длинных воздушных промежутков.

## 6. Заключение

В России разработаны мощные СО-лазеры, которые могут быть применены для решения многих практических задач, включая лазерное разделение изотопов урана. Для создания в России мощного электроразрядного кислород-йодного лазера необходима организация соответствующих научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ. В России создана гибридная фемтосекундная УФ-лазерная система тераваттного уровня мощности. Первые эксперименты демонстрируют перспективность этой системы для управления протяжёнными электрическими разрядами. В процессе создания данной системы начаты работы по применению фемтосекундного излучения в медицине, промышленности, а также изменению поверхностных и объёмных свойств твёрдых материалов.

## Список литературы

1. Зарубин П В *Лазерное оружие — миф или реальность? Мощные лазеры в СССР и в мире* (Владимир: ООО "Транзит-Икс", 2009)
2. Коржиманов А В и др. УФН **181** 9 (2011) [Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)]
3. Ionin A et al. *AIP Conf. Proc.* **664** 697 (2003)

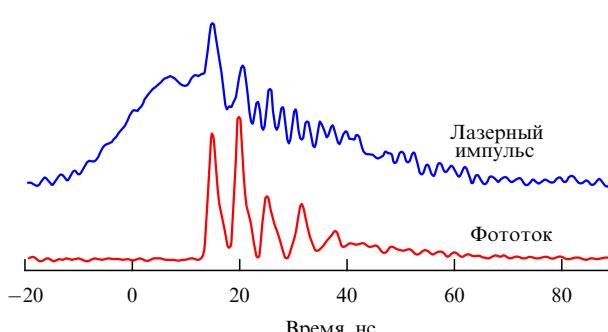


Рис. 6. Осциллограммы комбинированного лазерного импульса (верхняя кривая) и фототока (нижняя кривая) при инжекции в резонатор цуга УКИ [52].

4. Ionin A A et al. *Proc. SPIE* **1397** 453 (1991)
5. Spalding I J et al. *Proc. SPIE* **2713** 103 (1996)
6. Вальтер С и др. *Квантовая электроника* **22** 833 (1995) [Walter S et al. *Quantum Electron.* **25** 851 (1995)]
7. Бирсто К и др. *Квантовая электроника* **24** 631 (1997) [Beirsto C et al. *Quantum Electron.* **27** 614 (1997)]
8. Ionin A A, Kleine K R F, Kobsa H *Proc. SPIE* **3092** 422 (1997)
9. Graves R M et al. *Proc. SPIE* **3885** 159 (2000)
10. Ionin A A, in *Gas Lasers* (Eds M Endo, R F Walter) (Boca Raton, Fl.: CRC Press/Taylor and Francis, 2007) p. 201
11. Basov N G et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 810 (2000)
12. Бон В и др. *Квантовая электроника* **35** 1126 (2005) [Bohn W et al. *Quantum Electron.* **35** 1126 (2005)]
13. Ionin A A et al. *Laser Phys.* **21** 500 (2011)
14. Ionin A A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 215 (2009)
15. Ionin A A et al. *Opt. Commun.* **282** 294 (2009)
16. Антонюк Е А и др., в сб. *Лазеры. Измерения. Информация. 2011. Тезисы докладов 21-й международ. конф. 7–9 июня 2011 г. Т. 3* (Под ред. В Е Привалова) (Спб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2011) с. 8
17. Баранов В Ю и др., в сб. *Изотопы: свойства, получение, применение* Т. 1 (Под ред. В Ю Баранова) (М.: Физматлит, 2005) с. 474
18. Eerkens J W, in *Selected Papers on Laser Isotope Separation — Science and Technology* (Ed. J W Eerkens) (Bellingham, Wash.: SPIE Opt. Eng. Press, 1995) p. 531
19. Ionin A A et al. *Laser Phys. Lett.* **8** 723 (2011)
20. Андреев Ю М и др. *Опт. журн.* **78** (2) 26 (2011) [Andreev Y M et al. *J. Opt. Technol.* **78** 102 (2011)]
21. Carroll D L et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 111104 (2005)
22. Ionin A A et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **40** R25 (2007)
23. Carroll D L et al. *Proc. SPIE* **8238** 823803 (2012)
24. Hecht J *Laser Focus World* (9) 41 (2011)
25. Ionin A A et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **36** 982 (2003)
26. Ionin A A et al. *Proc. SPIE* **7581** 758103 (2010)
27. Zvyorykin V D et al. *Laser Part. Beams* **25** 435 (2007)
28. Zvyorykin V D et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **244** 032014 (2010)
29. Ionin A A et al. *Opt. Commun.* **282** 45 (2009)
30. Голосов Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **90** 116 (2009) [Golosov E V et al. *JETP Lett.* **90** 107 (2009)]
31. Гейнц Ю Э и др. *ЖЭТФ* **138** 822 (2010) [Geints Yu É et al. *JETP* **111** 724 (2010)]
32. Ionin A A et al. *Laser Phys.* **21** 500 (2011)
33. Ionin A A et al. *Laser Phys.* **20** 1778 (2010)
34. Alekhin A A et al. *Laser Phys. Lett.* **7** 463 (2010)
35. Голосов Е В и др. *ЖЭТФ* **140** 21 (2011) [Golosov E V et al. *JETP* **113** 14 (2011)]
36. Голосов Е В и др. *Российские нанотехнологии* **6** (3–4) 82 (2011) [Golosov E V et al. *Nanotechnol. Russia* **6** 237 (2011)]
37. Golosov E V et al. *Phys. Rev. B* **83** 115426 (2011)
38. Голосов Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **90** 116 (2009) [Golosov E V et al. *JETP Lett.* **90** 107 (2009)]
39. Голосов Е В и др. *Физика и химия обработки материалов* (2) 10 (2010)
40. Golosov E V et al. *Appl. Phys. A* **104** 701 (2011)
41. Ионин А А и др. *Квантовая электроника* **41** 829 (2011) [Ionin A A et al. *Quantum Electron.* **41** 829 (2011)]
42. Корольков В П и др. *Квантовая электроника* **41** 387 (2011) [Korol'kov V P et al. *Quantum Electron.* **41** 387 (2011)]
43. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 289 (2011) [Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 266 (2011)]
44. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 816 (2011) [Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 753 (2011)]
45. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 35 (2011) [Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 34 (2011)]
46. Ionin A A, Kudryashov S I, Seleznev L V *Phys. Rev. E* **82** 016404 (2010)
47. Ионин А А, Кудряшов С И, Селезнев Л В *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38** (6) 13 (2011) [Ionin A A, Kudryashov S I, Seleznev L V *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **38** 161 (2011)]
48. Горелик В С и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38** (11) 20 (2011) [Gorelik V S et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **38** 328 (2011)]
49. Koopman D V, Wilkenson T D *J. Appl. Phys.* **42** 1883 (1971)
50. Zhao X M et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **31** 599 (1995)
51. Tzortzakis S et al. *Phys. Rev. E* **60** R3505 (1999)
52. Ionin A A et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 104105 (2012)
53. Ionin A A et al., in *High-Power Laser Ablation Conf. HPLA 2012, 28 April–30 May 2012, Santa Fe, NM, USA, 2012*, HPLA Online Book of Proc.

PACS numbers: 14.60.St, 23.40.-s, 31.10.+z

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207i.0781

## Ускорение запрещённых захватов орбитальных электронов и двойных безнейтринных захватов электронов ядрами под действием лазерного излучения

М.Ю. Романовский

### 1. Введение

Ускорение процесса бета-распада частиц (процесса, обратного электронному захвату) под действием внешнего электромагнитного поля изучается уже более 40 лет со времён пионерских работ [1, 2]. Ускорение бета-распада ядер объяснялось трансформацией волновой функции свободного вылетевшего электрона в электромагнитном (сильном) поле [3–7]<sup>1</sup>. Необходимые для кратного ускорения напряжённости внешнего электрического поля при этом составляли порядка  $E_{\text{crit}} = m_e^2 c^3 / e \hbar \sim 1,3 \times 10^{16}$  В см<sup>-1</sup> ( $m_e$  — масса электрона,  $e$  — его заряд,  $c$  — скорость света,  $\hbar$  — постоянная Планка).

Ускорение процесса захвата орбитальных электронов, обратного бета-распаду, не привлекало такого пристального внимания отчасти потому, что было давно и хорошо известно: например, скорость процесса  ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$  зависит от химической связи, в которой находится атом бериллия (см. [8]). Кроме того, теоретически и экспериментально изученный спектр воздействия на волновые функции орбитальных электронов был весьма широк: воздействие, обусловленное теми же химическими связями, высоким давлением [9], температурными эффектами, в том числе сверхпроводимостью, внутренними электрическими и магнитными полями среды, плазменными эффектами (см. обзор [10]). В основном рассматривался К-захват, степень возможного ускорения процесса не превышала  $10^{-2}$ . Примывали к этому и известные работы (см., например, [11–14]) по ядерному возбуждению при электронных переходах соответствующего атома.

Электронный захват не из К-оболочки, а из более высоколежащих оболочек атома также хорошо известен [15–17], в том числе захват электронов с ненулевым орбитальным квантовым числом  $l$  [18, 19]. Именно последний процесс может быть ускорен действием внешнего электрического поля. При запрещённом электронном захвате пара связанный электрон – свободное нейтрино должна компенсировать изменение полного момента ядра, т.е. либо он должен быть изменён за счёт захватываемого орбитального электрона, либо его должно "унести" нейтрино. Вероятность процесса пере-

<sup>1</sup> Мы не упоминаем здесь большого количества не совсем точных работ, предсказывавших ускорение бета-распада при сравнительно умеренных внешних полях.

**М.Ю. Романовский.** Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ  
E-mail: slon@kapella.gpi.ru