

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Непрерывные фемтосекундные лазеры

П.Г. Крюков

*Исследования в области лазерной науки и технологии привели к созданию лазера совершенно уникального типа — лазера с пассивной синхронизацией мод, генерирующего непрерывную регулярную последовательность ультракоротких импульсов. Уникальность такого лазера заключается в том, что он сочетает в себе свойства источника излучения, спектр которого состоит из множества чрезвычайно узких спектральных линий, расположенных строго эквидистантно, со свойствами источника излучения в виде чрезвычайно коротких импульсов мощного лазерного излучения. Эта особенность позволила получить целый ряд замечательных результатов. Обсуждаются принципиальные особенности непрерывных лазеров с пассивной синхронизацией мод, рассматриваются примеры их основных применений.*

PACS numbers: 42.55. – f, 42.62. – b, 42.65. – k

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201309a.0897

## Содержание

1. Введение (897).
  2. Лазеры с пассивной синхронизацией мод (898).
    - 2.1. Метод модуляции добротности. 2.2. Метод синхронизации мод. 2.3. Пассивная модуляция добротности в сочетании с пассивной синхронизацией мод. 2.4. Пассивная синхронизация мод непрерывных лазеров.
  3. Гребёнка оптических частот (906).
    - 3.1. Принципиальная возможность прямого измерения оптической частоты. 3.2. Уширение протяжённости спектра гребёнки.
  4. Применения гребёнок оптических частот (909).
    - 4.1. Управление формой импульса с длительностью, близкой к периоду волны. 4.2. Мощные генераторы гребёнки оптических частот. 4.3. Применения в прецизионной спектроскопии. 4.4. Сверхточные оптические часы. 4.5. Прецизионные измерения в фундаментальной физике. 4.6. Применения в астрофизике. 4.7. Спектроскопия среднего инфракрасного диапазона с высоким разрешением.
  5. Тенденции развития методики гребёнки оптических частот (914).
  6. Заключение (915).
- Список литературы (915).

## 1. Введение

Открытие лазера означало появление совершенно нового источника света с уникальными особенностями излучения,

определяемыми высокой степенью когерентности. Первый лазер на рубине, созданный Т. Мейманом, являлся импульсным [1]. Этот лазер демонстрировал высокую пространственную когерентность, благодаря которой излучение сосредотачивается в строго направленном пучке с углом расходимости, обусловленным лишь дифракцией. Поскольку в этом пучке можно сосредоточить значительные энергии и мощность излучения, сразу же, особенно у широкой публики, возникло представление о возможности реализации "лучей смерти", описанных в популярной литературе.

Высокая пространственная когерентность позволяет получать при фокусировании пучка значительную интенсивность. Вскоре было продемонстрировано прожигание лезвия бритвы, а усовершенствование этого лазера посредством замены одного из зеркал резонатора вращающейся призмой полного внутреннего отражения (режим модуляции добротности) привело к огромному увеличению пиковой мощности и, следовательно, напряжённости электрического поля лазерной волны. При фокусировании лазерного излучения в воздухе в фокусе линзы происходил электрический пробой.

Через несколько месяцев после успеха Меймана А. Джаван с коллегами запустили первый лазер непрерывного действия — газовый He–Ne-лазер [2]. Этот лазер продемонстрировал высокую временную когерентность. При направлении пучков от двух таких лазеров на фотоэлектрический приёмник на нём возникал сигнал биений, подобных тем, которые наблюдаются при интерференции двух звуковых волн от немного расстроенных камертонов. Биения излучений двух лазеров создавали частоту звукового диапазона. Усиленный сигнал подавался на динамик, и раздавался свист. Это был выдающийся результат, доказывающий, что лазерные волны ведут себя как классические радиоволны. Причём монохроматичность лазерных волн была исключительно высока — отклонения от основной частоты ( $\sim 3 \times 10^{14}$  Гц) составляли не более нескольких килогерц.

П.Г. Крюков. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; Научный центр волоконной оптики РАН, ул. Вавилова 38, 119333 Москва, Российская Федерация  
Тел. (499) 135-75-30. E-mail: kryukov@fo.gpi.ru

Статья поступила 18 октября 2012 г.,  
после доработки 26 марта 2013 г.

Непрерывные лазеры с высокой временной когерентностью открыли новые пути в спектроскопии сверхвысокого разрешения. С другой стороны, возможность получения с помощью импульсных лазеров излучения с беспрецедентно высокой интенсивностью открыла пути в новой области науки — нелинейной оптике. В результате сразу же возникли два направления исследований лазеров. Целью одного из них было стремление получить лазерное излучение в виде как можно более коротких импульсов, поскольку уменьшение длительности импульсов соответственно увеличивает пиковую мощность и напряжённость электрического поля световой волны. Целью другого являлось стремление уменьшить ширину спектральной линии лазерного излучения и наблюдать резкие оптические резонансы с помощью нелинейной лазерной спектроскопии, которая позволяет превзойти разрешение обычной интерферометрии.

Оба направления развивались практически независимо и привели к выдающимся результатам. Длительность импульса лазерного излучения удалось сократить до одного периода световой волны, т.е. до фундаментального предела. При нелинейно-оптических преобразованиях можно ещё больше уменьшить длительность импульса, вплоть до значений  $\sim 100$  ас ( $1 \text{ ас} = 10^{-18} \text{ с}$ ), но уже в частотной области на границе вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) и мягкого рентгеновского диапазонов. С другой стороны, точность частотных измерений с помощью лазеров достигает 18-го знака.

Специалисты, занимающиеся импульсными лазерами, стремились уменьшить длительность импульса лазерного излучения, используя методы модуляции добротности и синхронизации мод. В то же время специалисты, занимающиеся спектроскопией высокого разрешения, направляли свои усилия на повышение частотной стабильности непрерывных лазеров. Оба научных сообщества работали совершенно независимо и не чувствовали сильной потребности следить за достижениями друг друга. Различие было и в методах исследований. Измерение спектра излучения непрерывного лазера с высоким разрешением и большой точностью является совершенно необходимым. С другой стороны, поскольку ультракороткие импульсы (УКИ) обладают широким спектром, не было необходимости измерять его с высоким разрешением. Напротив, измерение длительности импульса являлось исключительно сложной проблемой, поскольку даже самые совершенные фотоэлектрические приёмники не обладали требуемым разрешением. Потребовались принципиально новые методы, основанные на нелинейной оптике, — так называемые корреляционные методы измерения лазерных УКИ.

Наиболее короткие импульсы получались в результате синхронизации мод, и последовательное развитие метода синхронизации мод, который в принципе позволяет генерировать импульсы длительностью вплоть до одного периода, привело к необходимости работать с непрерывными многомодовыми лазерами. Биения многих мод с определёнными фазами дают непрерывную последовательность импульсов, длительность которых определяется шириной спектра, охватывающего все моды. При этом спектр излучения состоит из регулярной последовательности узких спектральных линий — мод непрерывного лазера. Таким образом, непрерывный лазер УКИ является источником гребёнки оптических частот (ГОЧ). Непрерывность последовательности УКИ позволяет эффективно использовать для их исследования корреляционные методы, которые дают возможность измерять не только длительность, но и форму импульса. Также становятся важными и спектральные измерения.

Итак, результаты исследований в области импульсных лазеров привели к необходимости использовать в этой области непрерывные лазеры, учитывая особенности и методы исследований последних. Произошло удивительное слияние двух принципиальных подходов лазерной физики и технологии. Специалисты в области УКИ-лазеров получили, кроме возможности уменьшить длительность импульса до одного периода, методы измерения не только длительности, но и формы УКИ. А специалистам в области спектроскопии сверхвысокого разрешения стал доступен уникальный источник, испускающий излучение не на одной сверхузкой линии лазерной частоты, а обладающий гребёнкой огромного числа эквидистантно расположенных сверхузких линий оптических частот. Огромные успехи использования ГОЧ в прецизионной спектроскопии были отмечены присуждением Нобелевской премии 2005 г. Дж.Л. Холлу и Т.В. Хэншу. В Нобелевских лекциях Холла и Хэнша [3, 4] прекрасно изложена история и результаты этих успехов.

## 2. Лазеры с пассивной синхронизацией мод

Принципы действия лазеров различных типов описаны в ряде монографий, из которых можно указать [5]. Целый ряд обзоров и монографий посвящён УКИ-лазерам, в том числе и тех типов, которые рассматриваются в настоящем обзоре [6–9].

### 2.1. Метод модуляции добротности

Как известно, первый лазер на рубине испускал излучение в виде беспорядочного набора импульсов длительностью  $\approx 0,3$  мкс, составляющей некоторую часть времени горения импульсной лампы накачки ( $\approx 0,5$  мс). С целью управления временными характеристиками излучения был предложен и реализован [10] метод модуляции добротности резонатора лазера, которая осуществлялась введением в резонатор затвора, быстро изменяющего пропускание света. Сущность метода заключается в том, что вначале затвор находится в закрытом состоянии, которому соответствует добротность резонатора, меньшая добротности при пороге генерации. В отсутствие генерации излучение накачки создаёт значительную инверсную населённость активной среды. При достижении максимальной инверсии населённости затвор быстро открывается, что соответствует увеличению добротности резонатора до значения, превосходящего пороговое. Условия генерации оказываются заведомо выполненными, и запасённая в активной среде энергия излучается за время нескольких обходов светом расстояния между зеркалами резонатора. Поскольку энергия сосредоточивается в одном импульсе сравнительно малой длительности (несколько десятков наносекунд), пиковая мощность излучения на несколько порядков превосходит пиковую мощность излучения в обычном режиме, достигая нескольких МВт. По этой причине импульсы лазеров с модуляцией добротности были названы "гигантскими".

### 2.2. Метод синхронизации мод

Кроме метода модуляции добротности был открыт метод генерации лазерного излучения в виде импульсов с использованием непрерывных лазеров. Сущность этого метода заключается в следующем. Ширины полос усиления активных сред, как правило, превосходят интервал между модами резонаторов лазеров. Поэтому лазер обычно генерирует на нескольких модах, которые попадают в полосу усиления активной среды. В результате получается излучение на нескольких частотах, интерфе-

рения (биения) между которыми определяет интенсивность излучения. Излучение в каждой моде начинается со спонтанного излучения. В результате фазы мод оказываются произвольными. Излучение во времени имеет вид хаотического распределения флуктуаций интенсивности [8, 9]. При соответствующем подборе фаз можно получить максимальную интенсивность. Другими словами, многомодовый лазер является синтезатором оптических частот.

Посредством изменения фаз можно, согласно преобразованию Фурье, управлять интенсивностью излучения. Эти соображения были экспериментально реализованы в непрерывном He–Ne-лазере [11]. В резонаторе устанавливался модулятор, который модулировал излучение с частотой, равной интервалу между модами резонатора (активная синхронизация мод). Это приводило к параметрической раскачке соседних мод с определённой фазой. То есть излучение в соседних модах начиналось не спонтанно, а возникало вследствие параметрической генерации. В результате происходило согласование фаз, и благодаря конструктивной интерференции излучение получалось в виде периодической последовательности импульсов. Период этой последовательности  $T$  определялся частотным интервалом между модами:  $T = 2L/c$ , где  $L$  — расстояние между зеркалами резонатора,  $c$  — скорость света, а длительность импульса  $\tau$  — числом генерируемых мод, т.е. полной шириной спектра излучения  $\Delta\nu$ :  $\tau \sim 1/\Delta\nu$ .

Узкий спектр газового He–Ne-лазера состоял всего лишь из 5–7 мод и имел ширину в несколько сотен МГц. Но даже при такой ширине спектра длительность импульсов не превышала нескольких наносекунд, т.е. была меньше, чем в лазерах с модуляцией добротности (несколько десятков наносекунд). Однако пиковая мощность оказывалась весьма малой, поскольку она получалась в результате сложения непрерывных частот лазера, полная мощность которого не превосходила нескольких мВт. По этой причине лазеры с активной синхронизацией мод не рассматривались как источники излучения с высокой пиковой мощностью.

### 2.3. Пассивная модуляция добротности в сочетании с пассивной синхронизацией мод

Исследования лазеров с модуляцией добротности показали, что в качестве быстродействующего затвора можно использовать эффект нелинейной оптики — зависимость коэффициента пропускания вещества от интенсивности. Такими веществами могут быть растворы красителей, полюсы поглощения которых совпадают с длинами волн лазерного излучения. Если сечение поглощения намного превосходит сечение излучения активной среды лазера, то тогда для просветления поглотителя достаточно малой доли излучения лазера. Получается оптический затвор, пропускание которого осуществляется самим лазерным излучением (пассивная модуляция добротности). Просветляющиеся поглотители в виде растворов красителей благодаря своей простоте стали широко применяться в лазерах с модуляцией добротности.

Оказалось, что при использовании некоторых красителей (с малым временем релаксации просветлённого состояния) для модуляции добротности твердотельных лазеров на рубине [12] или неодимовом стекле [13] получается не гладкий импульс, характерный для лазеров с модуляцией добротности, а пилообразный импульс (рис. 1).

В огибающей импульса, имеющей форму, характерную для гигантского импульса, заключалась периодическая последовательность весьма коротких импульсов.

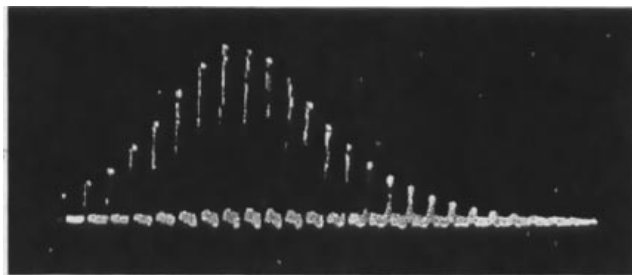


Рис. 1. Форма импульса излучения лазера с просветляющимся поглотителем, работающего в режиме пассивной модуляции добротности и пассивной синхронизации мод [8].

Период этой последовательности равнялся времени обхода светом резонатора, т.е. был таким, который получается при синхронизации мод. Стало ясно, что в этом случае осуществляется сочетание режима пассивной модуляции добротности с режимом пассивной синхронизации мод. Существенным являлось то, что длительность импульсов, заключённых в огибающей, была весьма малой (несколько десятков пикосекунд), поскольку твердотельные лазеры обладают широкой полосой усиления. С помощью электрооптического затвора можно было выделять отдельный такой импульс и увеличивать его энергию, используя усилитель. Таким образом, появился твердотельный лазер с пассивной синхронизацией мод, на основе которого были созданы мощные лазерные системы пикосекундных импульсов.

Особенности работы такого лазера объясняются так называемой флуктуационной моделью механизма формирования УКИ [14]. Генерация начинается с усиленного спонтанного излучения во многих модах. Поскольку фазы излучения в модах произвольны, интерференция (биения) приводит к хаотическому распределению интенсивности в виде флуктуаций интенсивности. Причём характерная длительность таких выбросов интенсивности (импульсов) определяется полной шириной спектра всех мод и составляет несколько десятков пикосекунд. Просветляющийся поглотитель с малым временем релаксации просветлённого состояния изменяет своё пропускание в зависимости от интенсивности излучения. Просветляющийся поглотитель, по существу, является дискриминатором по амплитуде флуктуационных импульсов, циркулирующих в резонаторе. В сочетании с эффектом насыщения активной среды это приводит к тому, что на периоде обхода светом резонатора остаётся лишь один УКИ. Результаты компьютерного моделирования этого процесса показаны на рис. 2.

Существенной является величина времени релаксации просветлённого состояния поглотителя, которая должна быть меньше характерной длительности флуктуационных импульсов. Однако чем меньше это время, тем большая интенсивность излучения требуется для просветления. Таким образом, существует определённая связь между временем релаксации нелинейного процесса просветления и интенсивностью излучения, которое вызывает этот процесс.

На практике применялись красители, имеющие времена релаксации просветлённого состояния около 10 пс. Длительности УКИ получались того же порядка. Формирование УКИ и, следовательно, уменьшение его длительности ограничивались также продолжительностью гигантского импульса. Всё это приводило к тому, что не удавалось получить длительность менее 10–15 пс.

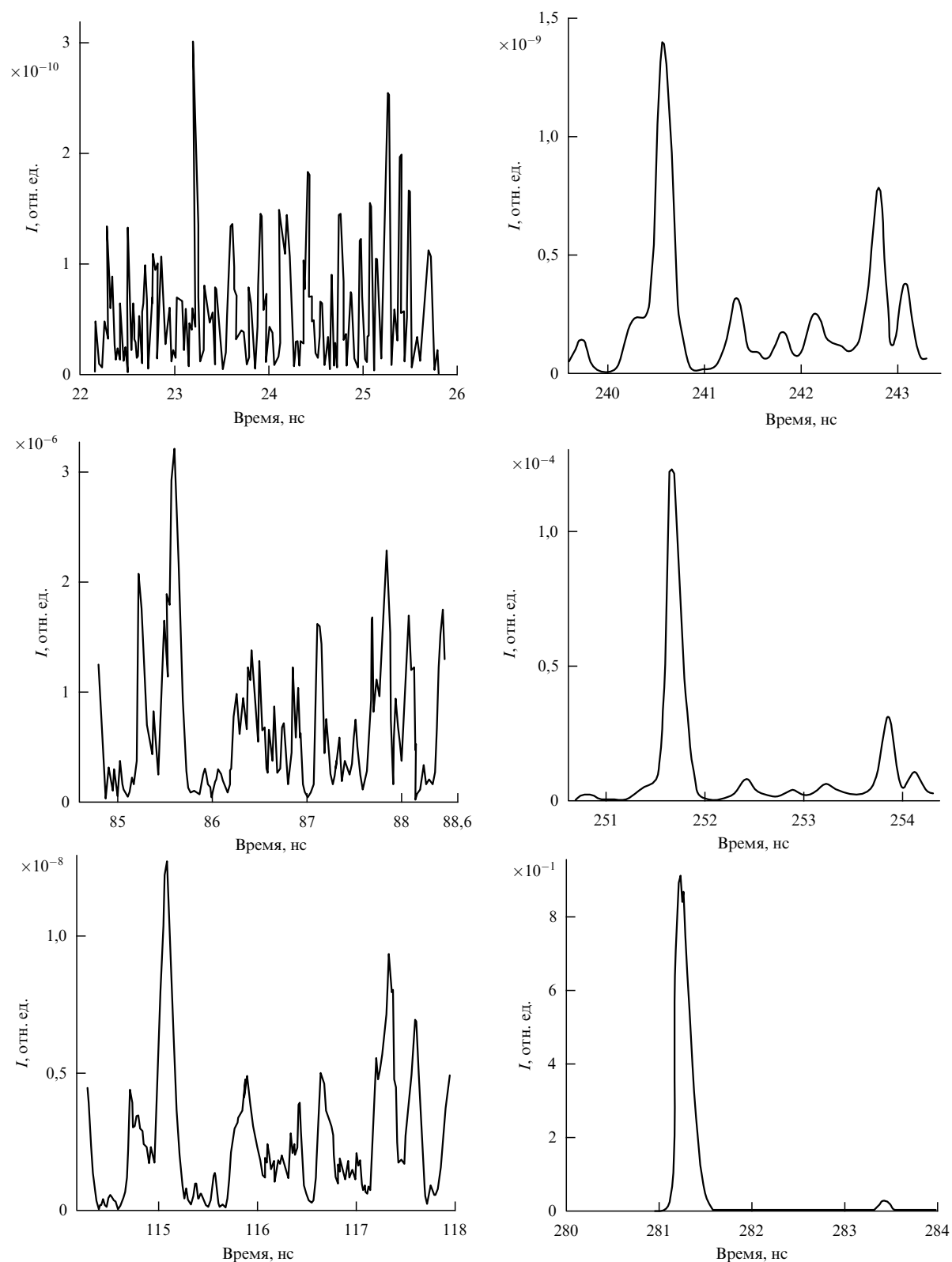


Рис. 2. Процесс развития генерации УКИ в лазере с быстрым просветляющимся поглотителем (компьютерное моделирование). Показаны стадии изменения интенсивности  $I$  от времени [8].

## 2.4. Пассивная синхронизация мод непрерывных лазеров

**2.4.1. Лазеры на красителях.** Развитие лазерной физики и технологии привело к созданию непрерывных газовых

лазеров мощностью в несколько ватт, работающих в видимом диапазоне. Пучок излучения такого лазера, сфокусированный в раствор люминесцирующего красителя, позволял получать в нём инверсную населённость.

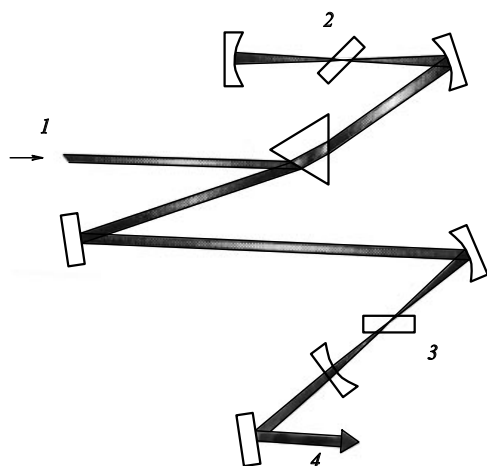


Рис. 3. Непрерывный лазер на красителях с пассивной синхронизацией мод: 1 — пучок аргонового лазера, 2 — система софокусных зеркал активной среды (родамин 6Ж), 3 — система софокусных зеркал просветляющегося поглотителя (DODCI), 4 — выходной пучок [15].

Появился непрерывный лазер на красителе с исключительно широкой полосой спектра излучения. Такие лазеры стали источниками лазерного излучения, плавно перестраиваемого по длинам волн.

Большая ширина спектра непрерывного излучения предоставляла принципиальную возможность добиться при синхронизации мод исключительно малых длительностей УКИ. Реализация режима непрерывной синхронизации мод была достигнута посредством использования двух красителей: одного в качестве активной среды, другого в качестве просветляющегося поглотителя [15].

Схема лазерной установки изображена на рис. 3. Излучение аргонового лазера (длина волны 514,5 нм) фокусируется в слой раствора красителя (родамин 6Ж). В качестве просветляющегося поглотителя используется раствор красителя типа DODCI (3,3'-Diethyloxycarbocyanine iodide). Причём эти красители используются в виде свободно вытекающих струй плоского сечения, направленных под углом Брюстера к лазерному пучку. Сами струи для получения нужных интенсивностей устанавливаются в фокусах софокусных систем вогнутых зеркал. Радиусы зеркал подбираются так, чтобы обеспечить нужное для генерации соотношение сечений поглощения и излучения. Непрерывный режим пассивной синхронизации мод и широкий спектр позволили сразу же получить непрерывную последовательность УКИ длительностью менее 1 пс. Произошёл прорыв в фемтосекундный диапазон длительности УКИ. Одновременно появился источник излучения в виде регулярной гребёнки оптических частот. Но значение этого было осознано позднее.

**2.4.2. Влияние дисперсии.** При столь малой длительности импульса (менее 1 пс) начинает сказываться влияние дисперсии вещества в резонаторе. При рассмотрении синхронизации мод предполагалось, что их частоты эквидистантны. Но таковыми они являются в пустом оптическом резонаторе. При наличии в резонаторе вещества частоты мод определяются их фазовыми скоростями, т.е. зависимостью показателя преломления от частоты (длины волны) — дисперсией. Это приводит к тому, что импульс, образованный частотами мод, будет "расплываться" при прохождении слоя активной среды и просвет-

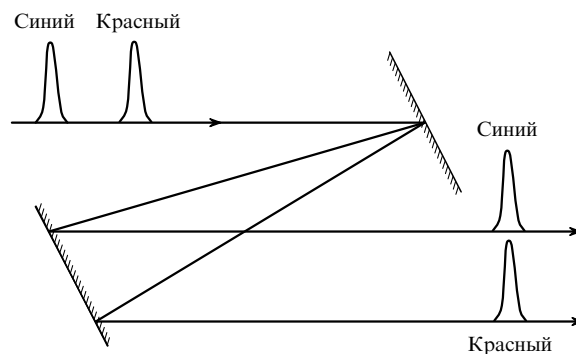


Рис. 4. Пара дифракционных решёток, образующих оптическую систему, обладающую регулируемой аномальной ДГС. Регулировка производится изменением расстояния между решётками [16].

ляющегося поглотителя вследствие дисперсии групповых скоростей (ДГС), причём несущая частота будет линейно изменяться в пределах продолжительности импульса. В принципе ДГС можно компенсировать, добавляя слой вещества с равной по абсолютной величине, но противоположной по знаку ДГС. Однако для этого требуется вещество с определённой аномальной дисперсией, которого может не существовать в природе. Замечательным достижением лазерной технологии явилось изобретение оптических систем, обладающих регулируемой ДГС любого знака.

Эти устройства основаны на использовании дифракционных решёток и призм, которые расщепляют пучки на лучи с разными длинами волн, распространяющиеся под разными углами, и снова собирают их в параллельный пучок. Таким образом, лучи с различными длинами волн проходят пути разной длины, причём эту разность можно регулировать. Действие указанных устройств аналогично действию дисперсии. В работе [16] описана система из двух отражающих дифракционных решёток, принцип действия которой поясняет рис. 4. Эта система позволяет регулировать величину аномальной ДГС в широких пределах, изменяя расстояние между решётками. Недостатком данной системы являются значительные потери при отражении (~ 50 %), что сильно затрудняет её использование в резонаторе. Этому недостатка лишена система с двумя призмами [17], изображённая на рис. 5. Грани призм устанавливаются под углом Брюстера, что практически

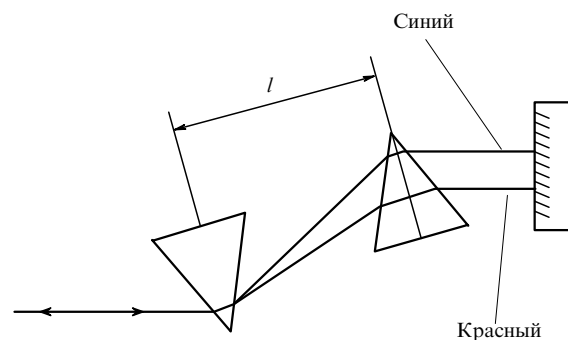


Рис. 5. Призмный регулятор ДГС, позволяющий плавно изменять значение ДГС от положительного до отрицательного. Регулировка производится перемещением одной из призм вдоль биссектрисы угла отклонения [17].

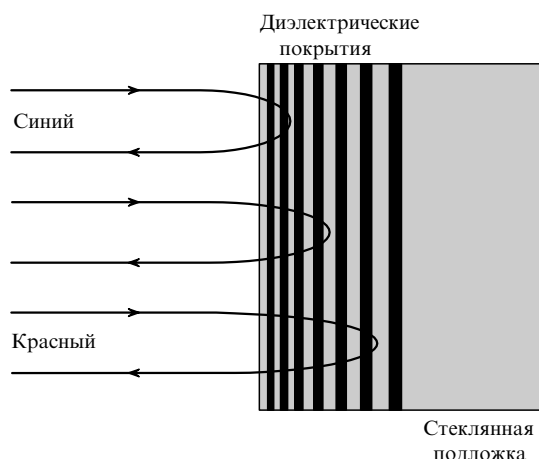


Рис. 6. Схема chirпирующего зеркала [19].

сводит к нулю потери в пучке. Перемещая одну из призм вдоль угла отклонения, можно плавно регулировать величину ДГС, проходя через её нулевое значение. Эта система сразу же была применена в непрерывном лазере на красителях, что позволило получить длительность УКИ 27 фс [18].

Позднее появилась система [19] с многослойными диэлектрическими зеркалами. Толщины и показатели преломления слоёв подбираются так, чтобы излучения с разной длиной волны отражались от слоёв, расположенных на разной глубине (рис. 6). Для разных длин волн получается различная задержка распространения, что приводит, так же как и в случае дисперсии вещества, к увеличению длительности импульса, причём в нём появляется изменение несущей частоты во времени. Это явление называется *чирпом* или chirпированием<sup>1</sup>. Соответствующие импульсы называют chirпированными, а зеркала, обладающие такими свойствами, — chirпирующими. Несмотря на технологическую трудность изготовления таких зеркал, они используются в резонаторах самых совершенных непрерывных фемтосекундных лазеров.

**2.4.3. Твердотельные лазеры.** Прогресс в разработках лазерных материалов привёл к открытию кристалла сапфира, активированного трёхвалентными ионами титана ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) [21]. Этот кристалл обладает почти такими же полосами поглощения и усиления, как и краситель родамин 6Ж, что позволяло использовать для его накачки аргоновый лазер и получать в принципе фемтосекундные импульсы. Однако время жизни возбуждённого состояния в кристалле было значительно больше, чем в красителе ( $\approx 3$  мкс для  $\text{Ti}:\text{сапфира}$ , против  $\approx 5$  нс для родамина 6Ж). Достаточно продолжительное время жизни возбуждённого состояния, а также высокая теплопроводность сапфира позволяли получать при той же накачке значительно большие энергии импульсов и, соответственно, более высокие пиковые мощности. В результате в процессе генерации УКИ значительную роль стали играть эффекты нелинейного показателя преломления

<sup>1</sup> На аналогию между частотно-модулированным сигналом и chirпанием (англ. — chirp) воробья, по-видимому, впервые указал Рэлей в монографии *Теория звука* [20, р. 453]: "At Terling there is a flight of about 20 steps which returns an echo of a clap of the hands as note resembling the chirp of a sparrow. In all such cases the action is exactly analogous to that of a grating in optics".

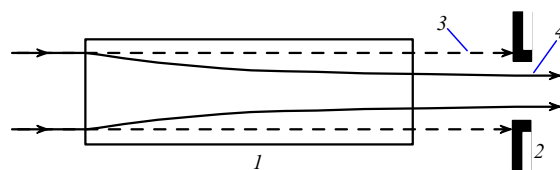


Рис. 7. Эффект "керровской линзы": 1 — среда с нелинейным показателем преломления, 2 — диафрагма, 3 — пучок излучения с малой интенсивностью, 4 — пучок излучения с большой интенсивностью.

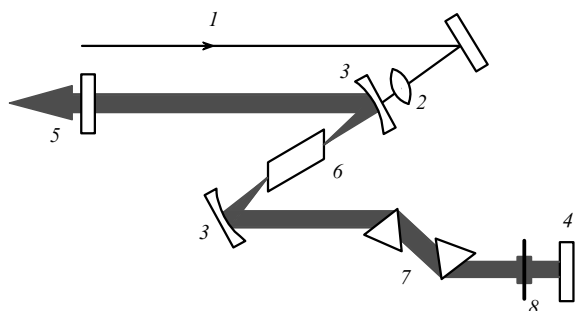
$n = n_0 + n_2 I$  (где  $n_0$  — обычный показатель преломления,  $n_2$  — коэффициент, обусловленный электронной нелинейной восприимчивостью третьего порядка (нелинейный показатель преломления),  $I$  — интенсивность света), а именно самофокусировка и фазовая самомодуляция (ФСМ) излучения.

Исследования сапфирового лазера привели к замечательному открытию. Оказалось, что эффект пассивной синхронизации мод можно получить и без поглотителя [22]. При определённых условиях возникает новый тип "просветляющегося поглотителя", который получается благодаря явлению самофокусировки в самом кристалле сапфира.

На рисунке 7 показано, как лучи с разной интенсивностью распространяются в среде с нелинейным показателем преломления. Такое распределение приводит к тому, что при прохождении через диафрагму пучок с меньшей интенсивностью больше ослабляется по сравнению с пучком, имеющим более высокую интенсивность, т.е. получается такой же эффект, который даёт действие просветляющегося красителя. Поскольку нелинейный показатель преломления обусловлен оптическим эффектом Керра, такой искусственный просветляющийся "поглотитель" стал называться керровской линзой. Важно отметить, что, хотя эффект самофокусировки довольно слаб, он является быстродействующим, что обеспечивает формирование фемтосекундных импульсов.

Вследствие отказа от струй красителей конструкция лазера сильно упростилась. Благодаря этому, а также высокой пиковой мощности по сравнению с таковой лазера на красителях, лазер на основе синхронизации мод наведённой керровской линзой стал "рабочей лошадью" многочисленных фемтосекундных исследований. В англоязычной литературе такой лазер называют KLM-лазером (KLM — аббревиатура от англ. Kerr Lens Mode-locking). На рисунке 8 показана типичная схема фемтосекундного твердотельного KLM-лазера.

**2.4.4. Эффективные просветляющиеся поглотители.** Надо сказать, что оптический эффект Керра довольно слаб и для получения нужного действия керровской линзы необходима тщательная настройка резонатора лазера, требующая высокого экспериментального мастерства. Без такой настройки лазер может генерировать, но без синхронизации мод. Но даже при такой настройке необходимо, чтобы интенсивность флуктуационного импульса была достаточной для нужного действия керровской линзы. Поэтому на практике экспериментатор несколько раз прерывает пучок настроенного лазера, до тех пор пока случайно не возникнет флуктуационный импульс нужной интенсивности. Только после его появления и получается устойчивая генерация фемтосекундных импульсов. Очевидно, что такая особенность работы лазера является его недостатком. Встаёт проблема самозапуска, т.е. создания такого



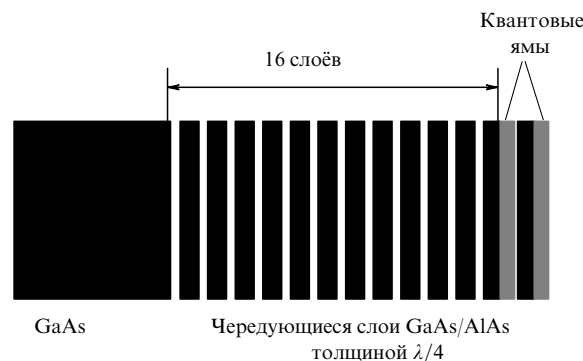
**Рис. 8.** Типичная схема твердотельного фемтосекундного лазера. 1 — пучок лазера накачки (Ar-лазер или вторая гармоника непрерывного Nd-лазера), 2 — линза, фокусирующая пучок излучения накачки в кристалл сапфира, 3 — софокусные зеркала, 4 — 100 %-ное зеркало, 5 — выходное зеркало, 6 — кристалл сапфира, 7 — призменный регулятор ДГС, 8 — диафрагма [9].

лазера, в котором режим синхронизации мод возникает просто при превышении порога накачки. Этого удаётся достичь путём создания и использования просветляющихся поглотителей, действующих при интенсивностях излучения, меньших, чем в случае керровской линзы.

Как было указано выше, имеется соответствие между временами релаксации процесса и той интенсивностью, которая его вызывает. Чем больше время релаксации поглотителя, тем меньше интенсивность. Но для формирования достаточно коротких УКИ требуется сокращать время релаксации поглотителя. Возникает противоречие, которое было блестяще преодолено изобретением особого поглотителя на основе полупроводниковых материалов [23]. Дело в том, что полупроводниковые материалы, подобно растворам красителей, обладают широкими полосами насыщаемого поглощения, длины волн которых определяются структурой зон. Релаксация просветлённого состояния обусловлена двумя процессами: межзонной релаксацией с характерными временами порядка нескольких наносекунд и внутризонной релаксацией с временами в несколько сотен фемтосекунд. В соответствии с этими временами определяются и интенсивности, отвечающие различной нелинейности поглощения. При сравнительно малой интенсивности, соответствующей времени межзонной релаксации, происходит запуск процесса генерации с синхронизацией мод, а окончательное формирование УКИ определяется межзонной релаксацией при значительных интенсивностях. Таким образом, полупроводниковый материал может обладать, в отличие от красителя, двумя временами релаксации просветлённого состояния.

На основе полупроводникового просветляющегося поглотителя было создано замечательное устройство для непрерывных лазеров УКИ. Слой полупроводникового материала с требуемыми свойствами включался в многослойное зеркало с высоким отражением (брэгговский отражатель), которое состояло из слоёв прозрачных полупроводниковых материалов с определёнными показателями преломления и толщиной (рис. 9). Лазеры с таким устройством, получившим название SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) [24], стали очень привлекательной альтернативой KLM-лазерам.

Определённым недостатком устройства SESAM является сложность технологии его изготовления. В последнее время были получены замечательные результаты использования других типов просветляющихся поглотителей для лазеров УКИ. Эти поглотители основаны на углеродных структурах, обладающих свойствами полу-



**Рис. 9.** Просветляющийся поглотитель типа SESAM [24].

проводников, используемых в SESAM, — одностенных углеродных нанотрубок (ОУН) и графене, которые с успехом были применены в фемтосекундных лазерах. Технология приготовления лазерных устройств на основе углеродных структур оказалась более доступной, что стимулировало появление многих успешных работ. Применение ОУН в фемтосекундных лазерах впервые было продемонстрировано в работах [25, 26]. Совсем недавно в качестве просветляющегося поглотителя стали использовать слои графена [27, 28]. Замечательным свойством графена является независимое от длины волны поглощение. Это свойство, а также гораздо большая доступность по сравнению с SESAM и даже с ОУН делают графен весьма перспективным материалом для развития и совершенствования лазеров УКИ.

Следует сказать, что просветляющиеся поглотители типа SESAM, ОУН и графена стали применяться в лазерах нового типа — фемтосекундных волоконных лазерах.

**2.4.5. Волоконные лазеры.** Замечательным достижением науки и технологии стало создание новых оптических устройств — одномодовых волоконных световодов. Их появление не только вызвало подлинную революцию в развитии средств связи, обладающих возможностью передачи огромных объёмов информации, но и привело к созданию эффективных лазеров нового типа, в том числе УКИ-лазеров. Исследования нелинейно-оптических явлений в оптических одномодовых волокнах внесли огромный вклад в лазерную науку и технологию [28].

Волоконный световод (рис. 10) состоит из сердцевины и оболочки, изготовленных из прозрачных материалов (разных сортов стёкол). Показатель преломления материала оболочки несколько меньше показателя преломления материала сердцевины, благодаря чему свет, распространяющийся в сердцевине, испытывает полное внутреннее отражение на границе сердцевина–оболочка. Это и есть основное свойство волоконного световода, или оптического волокна. При определённых соотношениях показателей преломления стёкол сердцевины и оболочки, а также величине диаметра сердцевины в сердцевине распространяется световая волна только одной поперечной моды. Такие оптические волокна называются одномодовыми.

Благодаря выдающимся технологическим достижениям в области изготовления оптических волокон потери излучения при распространении в них могут быть исключительно малыми. Это достижение было отмечено Нобелевской премией по физике в 2009 года [30]. Волоконно-оптические линии связи буквально опутали земной шар и стали важнейшей частью человеческой цивилизации.

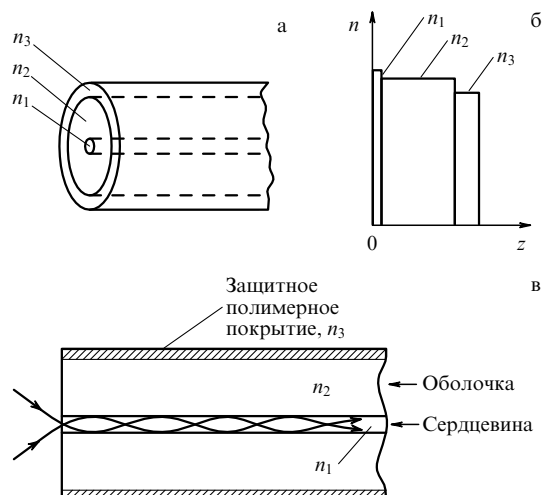


Рис. 10. Одномодовый волоконный световод: схемы поперечного сечения (а) и профиля показателей преломления (б). (в) Распространение излучения в световоде.

Стекло сердцевинки удаётся активировать ионами редкоземельных элементов, которые можно возбуждать излучением эффективных лазерных источников — полупроводниковых диодов. Таким образом оптическое волокно становится активной лазерной средой.

Следует отметить, что для создания волоконных лазеров кроме самих волокон используются и другие важнейшие достижения технологий волоконной оптики: коллиматоры, позволяющие связывать излучение в волокнах с обычными пучками, ответвители (Wavelength-Division Multiplexing (WDM) coupler), дающие возможность вводить в волокно излучение на одной длине волны и выводить из него на другой, волоконные брэгговские решётки, применяемые в качестве зеркал резонатора, фарадеевские вращатели поляризации, используемые для обеспечения однонаправленного распространения света в волокне.

Всё это привело к созданию волоконных лазеров, отличающихся выдающимися достоинствами:

- высокий к.п.д. благодаря использованию для накачки эффективных лазерных диодов;
- малая чувствительность к внешним механическим воздействиям, поскольку излучение сосредоточено в сердцевине;
- отсутствие необходимости специальной системы охлаждения, поскольку тепло, выделяемое при накачке, рассеивается в материале оболочки;
- компактность и существенно меньшая стоимость по сравнению со стоимостью объёмных твердотельных лазеров.

Благодаря этому волоконные лазеры стали занимать важнейшее место в лазерных исследованиях.

Резонатор лазера может иметь две конфигурации: линейную типа Фабри–Перо и кольцевую. Обычно обе конфигурации реализуются с помощью подбора зеркал. Замечательной особенностью волоконного лазера является лёгкость реализации кольцевой конфигурации, которая получается простым соединением волокна в кольцо. Для ряда применений кольцевой лазер предпочтительнее, поскольку он менее подвержен влиянию обратного отражения выходного лазерного излучения.

Как указывалось в разделе 2.4.3, в твердотельных лазерах в качестве просветляющегося поглотителя используется эффект керровской линзы, основанный на



Рис. 11. Принципиальная схема получения амплитудной самомодуляции света ("просветляющегося поглотителя") в оптическом волокне в результате нелинейного поворота эллипса поляризации [31].

нелинейном показателе преломления. В волоконных лазерах также удаётся использовать эффект нелинейного показателя преломления, но другим образом. Одномодовое распространение исключает эффект самофокусировки. При значительной длине распространения в сердцевине стекла возникает двойное лучепреломление, приводящее к эллиптической поляризации. Поскольку коэффициент преломления зависит от интенсивности, величина двойного лучепреломления также зависит от неё. На этом и основан механизм изменения пропускания в зависимости от интенсивности, т.е. нелинейного поглощения. На рисунке 11 показана принципиальная схема амплитудной самомодуляции, получаемой в результате нелинейного поворота эллипса поляризации [31].

В качестве двулучепреломляющей пластинки используется само волокно. Хорошо известно, что в изотропных средах двойное лучепреломление возникает вследствие механических напряжений. Волокно специально изгибается (соответствующее устройство называется контроллером поляризации) для получения нужного эффекта.

В качестве поляризатора обычно используется фарадеевский вращатель поляризации (волоконная фарадеевская развязка), который вводится в кольцевой резонатор для обеспечения однонаправленного режима генерации. Таким образом, в волокне можно реализовать быстройдействующий просветляющийся поглотитель и режим пассивной синхронизации мод.

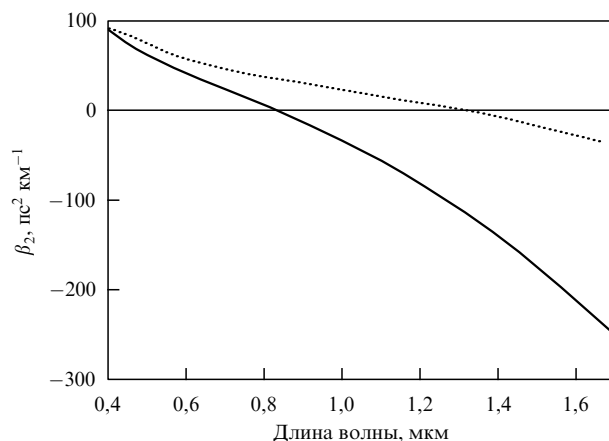
Поскольку в волокне свет проходит значительное расстояние в стекле, важнейшим становится влияние дисперсии. Волоконная оптика даёт специфические приёмы контроля за дисперсионной групповой скоростью и управления ею. Сердцевина одномодового волокна представляет собой волновод для световой электромагнитной волны, заполненный веществом. Это означает, что в волноводе имеются как материальная, так и волноводная дисперсия, которые, вообще говоря, по-разному зависят от длины волны. В результате ДГС волокна зависит не только от дисперсии стекла, но и от конфигурации волновода.

При описании дисперсии в волокнах постоянная распространения моды  $\beta$  обычно разлагается в ряд Тейлора около несущей частоты  $\omega_0$ :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (1)$$

где  $\beta_1$  определяет групповую скорость распространения огибающей импульса, а величина  $\beta_2$  определяет ДГС и является ответственной за изменение формы импульса при его распространении. Замечательной особенностью широко распространённых одномодовых кварцевых во-





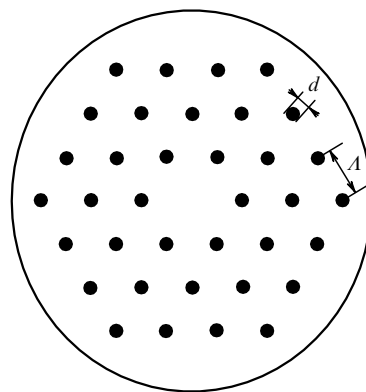
**Рис. 12.** Зависимость дисперсионного параметра  $\beta_2$  от длины волны для стеклянного стержня в воздухе (сплошная кривая) и стандартного одномодового волокна, используемого в волоконно-оптических линиях связи (пунктирная кривая).

локон является то, что при возрастании длины волны параметр  $\beta_2$  и, следовательно, ДГС становятся равными нулю (при длине волны 1,27 мкм), а затем приобретают всё большие отрицательные значения (рис. 12). Поскольку полная ДГС зависит как от материальной дисперсии, так и от дисперсии, определяемой волноводными свойствами волокна, удаётся направленно изменять ДГС, изменяя структуру волокна, которая влияет на волноводное распространение. С помощью специальной технологии удаётся изготавливать микроструктурированные волокна со сквозными отверстиями, расположенными, как показано на рис. 13. Это так называемые дырчатые волокна, некоторые из них называют также волокнами типа фотонных кристаллов [32, 33]. При определённом расположении отверстий можно получать определённое значение ДГС, в частности сдвигать нуль ДГС в сторону коротких длин волн. Поскольку в волокнах можно иметь как положительную, так и отрицательную ДГС, регулировать значение ДГС можно посредством подбора отрезков волокон различной длины с разными значениями ДГС.

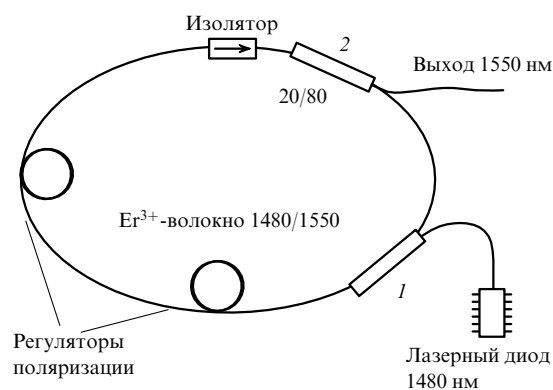
На рисунке 14 показана типичная схема кольцевого волоконного фемтосекундного лазера. Наряду с кольцевыми лазерами можно использовать волоконный фемтосекундный лазер с линейным резонатором типа Фабри–Перо, в котором в качестве 100%-ного зеркала служит SESAM [34].

**2.4.6. Теоретическое описание работы непрерывного фемтосекундного лазера.** Прогресс в разработках и совершенствовании непрерывных фемтосекундных лазеров в значительной мере обусловлен детальным изучением физических процессов, лежащих в основе действия этих лазеров. В результате экспериментальных и теоретических исследований была установлена картина механизма генерации УКИ в лазерах с пассивной синхронизацией мод. Имеет место не просто выделение одиночного флуктуационного импульса многомодового излучения благодаря наличию быстродействующего просветляющегося поглотителя, но и формирование УКИ за счёт нелинейности показателя преломления в среде внутри резонатора лазера. Непрерывный режим способствует построению аналитической модели процесса генерации.

В работе [35] показано, что при определённых условиях распространение импульса излучения в среде с дисперсией и безынерционной нелинейностью показателя преломления может привести к формированию оптического соли-



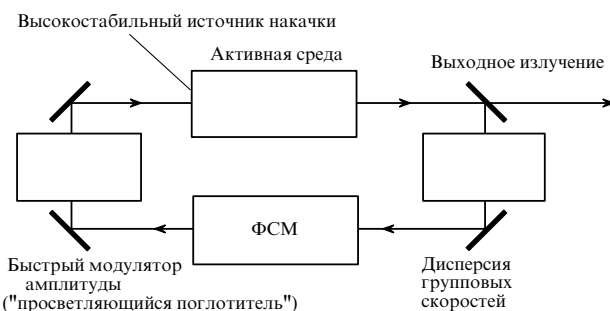
**Рис. 13.** Сечение дырчатого волокна типа фотонного кристалла:  $d$  — диаметр воздушного канала,  $A$  — расстояние между каналами [6].



**Рис. 14.** Типичная схема волоконного фемтосекундного лазера: 1 — устройство WDM (Wavelength-Division Multiplexing) для длин волн излучения накачки и лазерного излучения, 2 — устройство WDM для оптимального вывода излучения [9].

тона. Для описания распространения импульса в среде, обладающей дисперсией и нелинейностью, используется нелинейное уравнение Шрёдингера. При этом предполагается бесконечная протяжённость среды. В лазере такая среда с конечной длиной находится в резонаторе. При распространении света в среде, а также за счёт пропускания зеркал возникают потери. Эти потери компенсируются усилением в активной среде за счёт накачки. Поэтому в уравнение, описывающее работу лазера в непрерывном режиме, следует добавить члены, учитывающие потери и усиление. Теоретическое исследование лазера с пассивной синхронизацией мод проводилось в ряде работ (см., например, [36, 37]).

В работе [37] для получения уравнения, описывающего работу лазера, рассматривалась модель кольцевого лазера (рис. 15) с последовательным расположением элементов,



**Рис. 15.** Модельная схема кольцевого резонатора с усилением, дисперсией, насыщающимся поглотителем, ФСМ и потерями [37].

воздействующих на импульс, а именно потери и сдвиг фазы, усиление, ДГС, ФСМ, насыщаемое поглощение. Малое изменение  $\Delta a$  комплексной амплитуды огибающей электрического поля лазерной волны  $a = a(t)$  с несущей частотой  $\omega_0$  при прохождении элемента, дающего потери по амплитуде  $l$  и фазовый сдвиг  $ik$  выражается в виде:

$$\Delta a = -(l + ik) a \quad (2)$$

(потери по интенсивности составляют  $2l|a|^2$ ). При малом коэффициенте усиления  $g$  в соответствующем элементе

$$\Delta a = g \left( 1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) a, \quad (3)$$

где  $\Omega_g^2$  — ширина полосы усиления. Элемент, ответственный за действие ДГС, производит изменение

$$\Delta a = iD \frac{d^2}{dt^2} a, \quad (4)$$

где  $D$  — величина дисперсии,  $D = (1/2) \beta_2 L$  для волокна длиной  $L$ .

Действие элемента с ФСМ даёт сдвиг фазы, пропорциональный  $|a|^2$ :

$$\Delta a = -i\delta |a|^2 a \quad (5)$$

(в случае волокна длиной  $L$  и нелинейным коэффициентом  $n_2$  величина  $\delta = (\omega_0/c)(n_2 L/s)$ , где  $s$  — площадь сечения сердцевинки). Действие насыщающегося поглотителя выражается как

$$\Delta a = \gamma |a|^2 a, \quad (6)$$

где коэффициент  $\gamma$  обратно пропорционален интенсивности насыщения.

Поскольку лазер работает в непрерывном стационарном режиме, изменение импульса при полном обходе резонатора должно равняться нулю. Таким образом, приходим к уравнению, описывающему работу непрерывного лазера с пассивной синхронизацией мод:

$$\left[ -(l + ik) + g \left( 1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) + iD \frac{d^2}{dt^2} + (\gamma - i\delta) |a|^2 \right] a = 0. \quad (7)$$

В работах по исследованию лазеров УКИ [38, 39] уравнение (7) и его модификации обычно называют обобщённым уравнением Гинзбурга–Ландау. Решения уравнения (7) определяют характеристики импульсов при заданных начальных параметрах лазерной установки. При отрицательной ДГС (характерной для лазеров на эрбиевом волокне, длина волны  $\approx 1550$  нм) решение имеет вид

$$a = A_0 \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right)^{1+i\beta}, \quad (8)$$

где  $\tau$  — длительность импульса по полувысоте,  $\beta$  — параметр чирпа в импульсе. При  $\beta = 0$  образуется солитон с минимальной длительностью. Следует отметить, что теоретическое исследование особенно важно в случае волоконных лазеров, конструкция которых не позволяет плавно регулировать ДГС, однако и на основе теоретического анализа можно выбрать оптимальную длину отрезка волокна с нужной величиной дисперсии.

С точки зрения теоретической модели картина генерации фемтосекундных импульсов выглядит следующим

образом. Действие просветляющего поглотителя сводится к образованию одиночного импульса из флуктуационных выбросов интенсивности усиленного спонтанного излучения. Иными словами, быстродействующий просветляющийся поглотитель запускает режим пассивной синхронизации мод. Стабильный источник накачки поддерживает стационарный режим генерации. Форма и длительность импульса определяются солитоном, который формируется в результате баланса действий ФСМ и ДГС.

Важно отметить, что вследствие ФСМ происходит уширение спектра. Поэтому длительность импульса может оказаться меньше той, которая соответствует ширине полосы усиления активной среды, и даже при определённых условиях может достигать предельно малого значения, близкого к периоду лазерной волны.

### 3. Гребёнка оптических частот

Важнейшей особенностью непрерывных УКИ-лазеров является характер их спектра излучения. Поскольку непрерывная последовательность УКИ получается в результате сложения большого числа мод, спектр излучения состоит, как указывалось, из узких спектральных линий. Ширина каждой из спектральных линий определяется стабильностью генерации и может быть чрезвычайно малой. Интервал между линиями определяется частотой следования импульсов, т.е. зависит от оптической длины резонатора лазера. Полное число линий в свою очередь зависит от ширины спектра излучения, которая не может быть меньше, чем  $1/\tau$  (где  $\tau$  — длительность УКИ). Таким образом, непрерывный лазер с пассивной синхронизацией мод является генератором ГОЧ и может выступать в двух совершенно различных ипостасях, как это видно из рис. 16. Так, с помощью оптического затвора можно выделить из последовательности одиночный УКИ, т.е. получить источник УКИ с непрерывным спектром, соответствующим длительности УКИ. Этот импульс можно усиливать и подвергать различным нелинейным преобразованиям. С другой стороны, с помощью подходящего монохроматора можно выделить одиночную линию, т.е. получить источник высокомонокроматического излучения.

На рисунке 17 показаны последовательность УКИ и вид спектра, который получается посредством преобразования Фурье [40]. В результате возникает набор эквидистантных спектральных линий с интервалом  $f_{\text{repet}}$ , т.е. с частотой по-

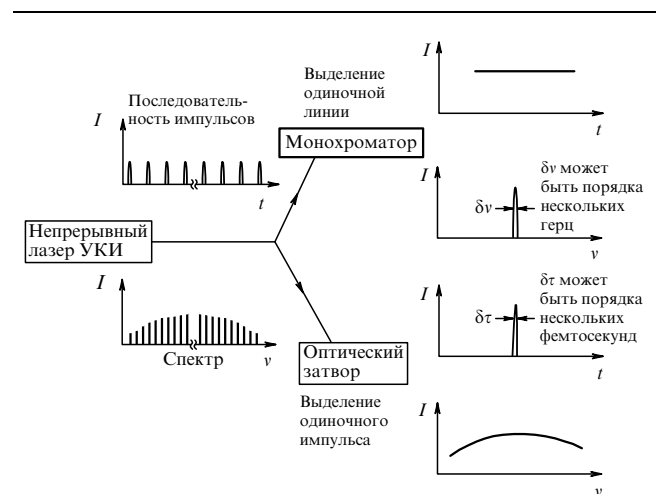


Рис. 16. Принципиальная особенность непрерывного УКИ-лазера [8].

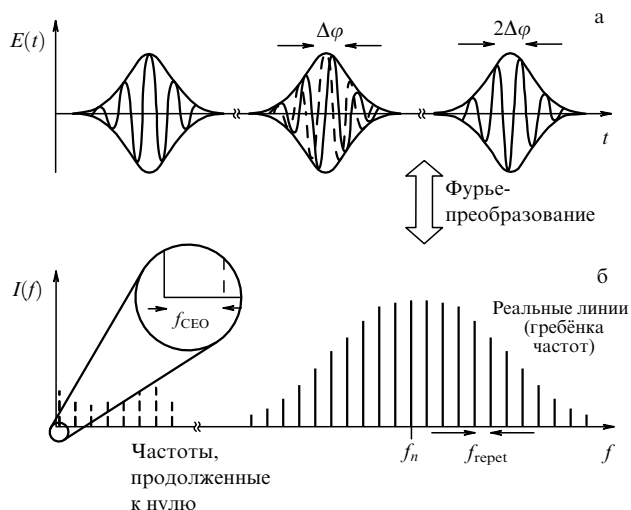


Рис. 17. (а) Форма фемтосекундных импульсов в непрерывной последовательности;  $\Delta\phi$  — сдвиг фазы несущей волны относительно огибающей. (б) Вид соответствующего спектра излучения (ради наглядности показано малое число линий, в действительности их число может достигать 1 млн) [40].

вторения импульсов (гребёнка оптических частот). Однако частоты линий не кратны друг другу. Из рисунка 17б видно, что при продолжении к нулю они отстоят от нуля на величину, меньшую, чем интервал между линиями. Согласно преобразованию Фурье, этот интервал, обозначаемый как  $f_{\text{CEO}}$  (CEO — Carrier-Envelope Offset), определяется сдвигом фазы несущей волны относительно огибающей  $\Delta\phi$ :  $f_{\text{CEO}} = (\Delta\phi/2\pi) f_{\text{rep}}$ . Физической причиной этого сдвига является различие скоростей распространения в резонаторе лазера огибающей импульса и несущей частоты: огибающая импульса распространяется с групповой скоростью, а несущая частота — с фазовой. Поскольку вещество, находящееся в резонаторе, обладает дисперсией, эти скорости различаются.

### 3.1. Принципиальная возможность прямого измерения оптической частоты

Частота каждой линии  $f_n$  определяется как  $f_n = n f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}$ , где  $n$  — целое число. Замечательно, что частоты  $f_{\text{rep}}$  и  $f_{\text{CEO}}$  лежат в радиодиапазоне. Их можно непосредственно измерять с высокой точностью, сопоставляя с микроволновым эталоном секунды, с помощью стандартных методов электроники. Зная эти частоты, можно найти оптическую частоту линии в гребёнке.

Для того чтобы определить  $n$ , достаточно измерить длину волны линии с точностью, лучшей, чем величина интервала между соседними линиями гребёнки. Это вполне осуществимо с помощью стандартных спектроско-

пических методов. При известной скорости света получаем значение частоты, близкое к частоте  $f_n$ , что позволяет определить  $n$ . Частоту  $f_{\text{rep}}$  можно регулировать, используя быстрый фотодиод и пьезоэлектрический толкатель с управляющей схемой с обратной связью для регулирования длины резонатора лазера.

Определение  $f_{\text{CEO}}$  сложнее. Поскольку эта частота зависит от дисперсии вещества в резонаторе, её можно регулировать изменением внутрирезонаторной дисперсии, причём нужно весьма малое, но вполне определённое изменение величины дисперсии. При наличии призматического регулятора ДГС его также применяют и для регулирования  $f_{\text{CEO}}$ . В отсутствие регулятора ДГС нужное изменение дисперсии получают небольшим изменением интенсивности (мощности) источника накачки, поскольку величина внутрирезонаторной дисперсии зависит от инверсной населённости активной среды.

Для точного определения  $f_{\text{CEO}}$  используется особая методика [40] с применением так называемого  $f-2f$ -интерферометра (рис. 18), которая основана на сопоставлении частот линий гребёнки длинноволновой ( $f^{\text{red}}$ ) и коротковолновой ( $f^{\text{blue}}$ ) частей спектра, имеющего протяжённость более октавы, т.е.  $f^{\text{blue}} > 2f^{\text{red}}$ . Частоты  $f^{\text{red}}$  и  $f^{\text{blue}}$  имеют следующие значения:  $f^{\text{red}} = n f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}$  и  $f^{\text{blue}} = 2n f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}$ . Если пучки излучения с удвоенной частотой красного края  $2f^{\text{red}} = 2(n f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}})$  (генерация 2-й гармоники) и с частотой синего края  $f^{\text{blue}}$  попадают на фотоприёмник, то на нём появляется сигнал разности этих частот:

$$\begin{aligned} f_{\text{diff}} &= 2f^{\text{red}} - f^{\text{blue}} = \\ &= 2n f_{\text{rep}} + 2f_{\text{CEO}} - (2n f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}) = f_{\text{CEO}}, \end{aligned}$$

т.е. получается искомая частота. Интерферометр  $f-2f$  является, по существу, схемой интерферометра Маха — Цендера, в одном из плеч которого устанавливается нелинейный кристалл для генерации 2-й гармоники. Сигнал с фотоприёмника подаётся на радиочастотный спектроанализатор, на котором регистрируются частоты  $f_{\text{rep}}$  и  $f_{\text{CEO}}$  (рис. 19) [41]. Значения этих частот можно сопоставить с микроволновым цезиевым стандартом частоты (эталон секунды), что открывает принципиальную возможность прямого измерения оптических частот с высокой точностью. Однако для реализации этой методики требуется, чтобы ширина спектра гребёнки была не меньше октавы, т.е. удвоенная частота низкочастотного края гребёнки должна быть меньше частоты высокочастотного края.

### 3.2. Уширение протяжённости спектра гребёнки

Требуемая ширина спектра гребёнки не менее октавы означает, что длительность УКИ непрерывного лазера должна быть близкой одному периоду. Достичь этого

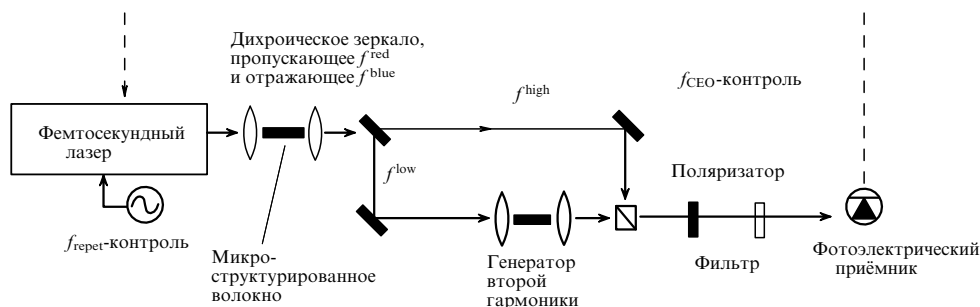


Рис. 18. Схема измерения частоты  $f_{\text{CEO}}$  [40].

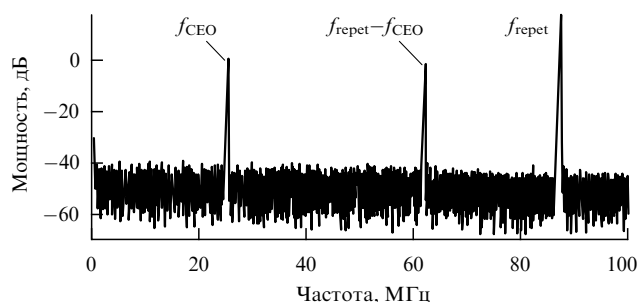


Рис. 19. Сигналы на радиочастотном спектроанализаторе [41].

весьма сложно. Обычно длительности импульсов лежат в области нескольких десятков периодов, и им соответствуют ширины спектров, в несколько десятков раз меньшие октавы. Для применения описанной в разделе 3.1 методики необходимо расширить спектр выходного излучения лазера с сохранением структуры гребёнки. Этого удаётся достичь с помощью нелинейного эффекта — генерации суперконтинуума.

Ключевой фактор явления генерации суперконтинуума — изменение коэффициента преломления  $n$  прозрачной среды в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Как указывалось в разделе 2.4.3,  $n = n_0 + n_2 I(t)$ , где  $n_0$  — показатель преломления в отсутствие излучения,  $n_2 = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)}(\omega)$  — нелинейный показатель преломления на частоте  $\omega$ ,  $\chi^{(3)}(\omega)$  — нелинейно-оптическая восприимчивость среды третьего порядка,  $I(t)$  — интенсивность лазерного излучения. При изменении интенсивности во времени возникает ФСМ. Изменение фазы при прохождении излучением в среде расстояния длиной  $L$  выражается как

$$\varphi(t) = \frac{\omega}{c} n_2 I(t) L. \quad (9)$$

Соответственно, происходит изменение частоты, приводящее к уширению спектра излучения:

$$\Delta\omega(t) = \frac{\omega}{c} n_2 \frac{dI}{dt} L. \quad (10)$$

Видно, что максимальное уширение спектра зависит от изменения интенсивности во времени, которое тем больше, чем короче импульс и чем больше длина распространения в среде с нелинейностью.

Первоначально генерация суперконтинуума производилась при фокусировании излучения в виде одиночного УКИ в нелинейную среду. При этом возникало излучение с очень широким непрерывным спектром. По этой причине эффект называется генерацией суперконтинуума. Для получения уширенного спектра в виде гребёнки нужно, чтобы генерация суперконтинуума производилась излучением непрерывной последовательности УКИ. Тогда излучения от каждого из импульсов когерентно складываются и в результате спектр излучения представляет собой гребёнку линий. Однако пиковая интенсивность может оказаться недостаточно высокой для нужного уширения спектра даже при фокусировании и возникает необходимость увеличить длину взаимодействия интенсивного излучения с нелинейным веществом. Излучение можно сфокусировать в одномодовое волокно, по которому сфокусированное излучение может распространяться на значительное расстояние, взаимодействуя с материалом сердцевины (стеклом). Однако вследствие дисперсии уве-

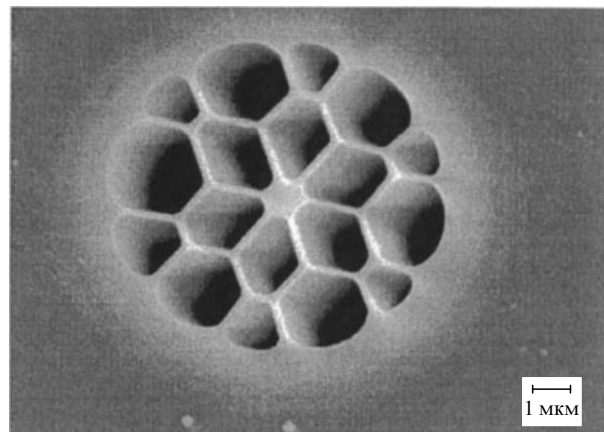


Рис. 20. Микроструктурированное волокно, используемое для генерации суперконтинуума [42].

личение длительности импульса будет сопровождаться уменьшением интенсивности и нужного результата не получится. Поэтому используются микроструктурированные волокна, о которых упоминалось в разделе 2.4.5 (см. рис. 13), с ДГС, сдвинутой к нулю на длине волны лазерного излучения [32, 33]. Эти волокна обеспечивают, помимо снижения эффекта дисперсии, сосредоточение излучения в сердцевине малого диаметра.

Пример микроструктурированного волокна, используемого для уширения спектра гребёнки непрерывного фемтосекундного лазера, приведён на рис. 20 [42]. С целью повышения интенсивности уменьшают диаметр сердцевины, создавая так называемое подвешенное волокно, сердцевина которого держится на очень тонких полосках, находящихся внутри волокна. Это даёт возможность получать большие ширины спектров гребёнок при меньшей средней мощности фемтосекундных лазеров. В результате может быть достигнут достаточно сильный эффект генерации суперконтинуума под действием непрерывного излучения фемтосекундных импульсов. На рисунке 21 показан спектр фемтосекундного лазера на сапфире и спектр, уширенный в микроструктурированном волокне типа фотонного кристалла.

Следует отметить, что при генерации континуума имеют место не только эффект ФСМ, но и другие нелинейные эффекты, часть из которых нарушает регулярность гребёнки. Это проявляется в спектре. Из рисунка 21 видно, что спектр суперконтинуума имеет некоторую изрезанность. Исследования показали, что чем короче длительность импульсов, тем меньше влияние побочных

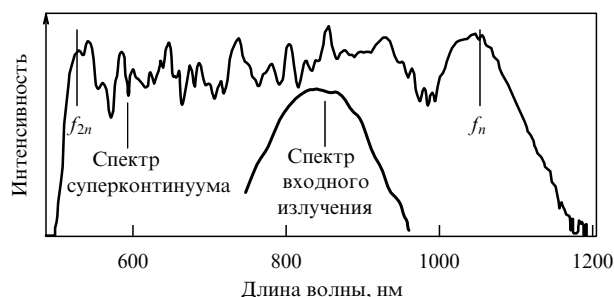


Рис. 21. Уширение спектра при генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне [40].

эффектов, ухудшающих характеристики гребёнок. Поэтому при использовании ГОЧ для прецизионных измерений стараются применять лазеры с фемтосекундными, а не с пикосекундными импульсами, несмотря на то что в случае пикосекундного режима удаётся существенно упростить конструкцию лазера.

Итак, непрерывный фемтосекундный лазер вместе с генератором суперконтинуума и  $f-2f$ -интерферометром является генератором или синтезатором ГОЧ с хорошо известными радиочастотами. Такое устройство действует так, как если бы имелось несколько сотен тысяч сверхстабильных, точно настроенных и одновременно работающих лазеров, генерирующих излучение в виде очень узких спектральных линий. Такая замечательная особенность ГОЧ обуславливает её многочисленные важные применения, особенно в области прецизионной метрологии [3, 4].

#### 4. Применения гребёнок оптических частот

Лазерные ГОЧ, позволяющие осуществлять синтез оптических частот в виде узких спектральных линий с прямым измерением и исключительно высокой точностью, нашли важные применения, особенно в спектроскопии, где они вызвали подлинную революцию. В разделах 4.1–4.6 будут рассмотрены некоторые из применений ГОЧ на основе непрерывных фемтосекундных лазеров.

##### 4.1. Управление формой импульса с длительностью, близкой к периоду волны

С сокращением длительности лазерного импульса существенным становится значение фазового сдвига  $\Delta\varphi$  между несущей частотой и огибающей, от которого зависит форма и длительность импульса. При приближении длительности импульса к одному периоду волны лазерного излучения следует принимать во внимание изменение во времени напряжённости электрического поля электромагнитной волны, поскольку именно её величина определяет действие лазерного излучения.

Электрическое поле лазерной волны представляется в виде  $E(t) = E_0(t) \cos(\omega_0 t + \Delta\varphi)$ . Для того чтобы проиллюстрировать влияние фазы на величину напряжённости электрического поля, на рис. 22 показаны формы импульсов (огибающие) длительностью в один период и изменение напряжённости электрического поля при разном сдвиге фазы несущей частоты относительно максимума огибающей. В случае фазы, равной  $\pi/2$  (наложение огибающей на синусоиду), электрическое поле не достигает возможного максимума (рис. 22а). При сдвиге, равном нулю (наложение огибающей на косинусоиду) электрическое поле достигает максимума (рис. 22б).

Таким образом, при одинаковых огибающих (длительностях импульса) величина максимума напряжённости электрического поля лазерной волны может быть различной. Это различие проявляется при взаимодействии мощного лазерного излучения в виде фемтосекундных импульсов с веществом, в частности, при генерации высших гармоник, в результате которой могут формироваться импульсы аттосекундной длительности.

Контроль  $\Delta\varphi$ , от которого зависит форма импульса, можно реализовать с помощью  $f-2f$ -интерферометра (см. раздел 3.1). Контроль мощных импульсов длительностью 6 фс, генерируемых лазером на Ti:сапфире, был осуществлён в работе [41]. Было показано, как такой контроль сказывается на генерации высших гармоник при взаимодействии лазерного излучения со струёй гелия. На рисунке 23 приведены расчётные зависимости интенсивности излучения высших гармоник в ВУФ-диапазоне при изме-

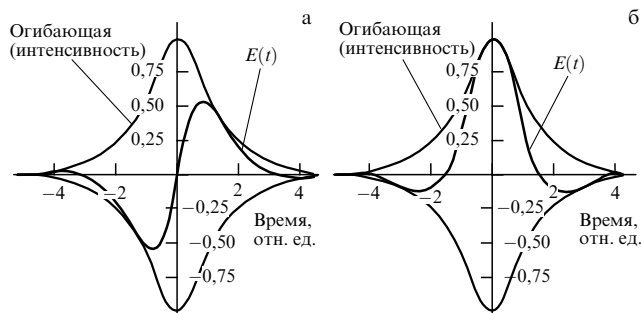


Рис. 22. Огибающие и зависимости электрического поля (в отн. ед.) от времени для импульсов длительностью в один период (компьютерное построение). Совпадение максимума огибающей: (а) с нулём амплитуды несущей частоты, (б) с максимумом амплитуды несущей частоты [9].

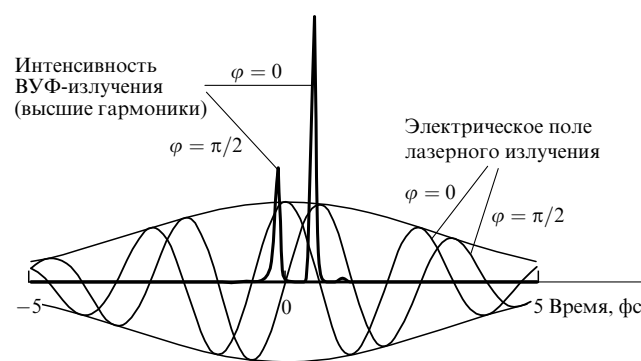


Рис. 23. Рассчитанные интенсивности излучения высших гармоник при взаимодействии со струёй гелия импульсов излучения длительностью 5 фс, имеющих разные фазы [41].

нению  $\Delta\varphi$ . Видно, что интенсивность в ВУФ-диапазоне достигает максимума при фазовом сдвиге, равном нулю.

Возможность генерации интенсивных импульсов с длительностью, близкой к периоду лазерной волны, и контролируемой формой привела к замечательным результатам в области лазерной физики и нелинейной оптики. В частности, продемонстрированы генерация аттосекундных импульсов в ВУФ-диапазоне и мягком рентгеновском диапазоне [43], а также возможность получения регулярной гребёнки частот в ВУФ-диапазоне [44].

##### 4.2. Мощные генераторы гребёнки оптических частот

Для различных спектроскопических применений, основанных на ГОЧ, желательно, чтобы ГОЧ перекрывали спектральные области от среднего инфракрасного (ИК) диапазона до ВУФ-диапазона. Для этого требуются источники ГОЧ с достаточно высокой мощностью. Последнее в свою очередь требует повышения средней мощности непрерывного фемтосекундного лазера. В настоящее время волоконные фемтосекундные лазеры являются ключевым компонентом генераторов ГОЧ. Как указывалось в разделе 2.4.6, лазеры на Er-волокнах основаны на генерации оптических солитонов, которая возникает в результате баланса между фазовыми вкладами, обусловленными аномальной ДГС ( $\beta_2 < 0$ ) и ФСМ. Солитон, по определению, имеет вполне определённую форму, что означает ограничение энергии фемтосекундного импульса.

Экспериментальные и теоретические исследования привели к открытию нового режима генерации в условиях

нормальной ДГС [45–47]. Импульсы при таком режиме получаются не в результате эффекта баланса, напротив, они уширяются и приобретают характерную параболическую форму. Но при этом возникает регулярная линейная частотная модуляция (чирп). На выходе лазера такие удлинённые импульсы можно сжать, используя систему со значениями ДГС, имеющими противоположные знаки (пару дифракционных решёток). Благодаря увеличению длительности импульса ослабляются ограничения на энергию импульса, обусловленные различными нелинейными эффектами. Таким образом, рассматриваемый режим генерации позволяет существенно увеличить энергию импульса и его пиковую мощность. Ввиду того что такой режим генерации является самосогласованным (автомодельным), импульсы получили название симиляритонов.

Этот режим особенно важен для лазеров на основе иттербиевого волокна, которые работают в диапазоне 1,1 мкм, где Yb-волокно обладает нормальной ДГС. Благодаря симиляритонному режиму удаётся резко повысить пиковую мощность импульсов и создать генераторы ГОЧ с высокой средней мощностью. Так, в работе [48] описана схема генератора ГОЧ на основе Yb-волокна, позволяющая получить среднюю мощность излучения гребёнки не менее 10 Вт, причём ширины линий гребёнки составляют менее чем 1 мГц. В работе [49] продемонстрирована фазовая стабилизация импульсов, генерируемых согласно такой схеме.

#### 4.3. Применения в прецизионной спектроскопии

Пожалуй, наиболее значительные применения непрерывных фемтосекундных лазеров связаны со спектроскопией. За время своего развития спектроскопия играла ключевую роль в открытии законов квантовой физики, определении фундаментальных физических констант, реализации стандартов времени, частоты и длины.

Тот факт, что в результате генерации ГОЧ получаются чрезвычайно узкие линии оптических частот, причём их точные значения можно сопоставить со стандартом частоты (Международным эталоном секунды), позволяет на несколько порядков увеличить разрешающую способность спектроскопических методик и разработать совершенные стандарты времени и частоты, а также длины [50].

Поскольку ГОЧ, по существу, представляет собой линейку эквидистантных линий, охватывающую огромный спектральный диапазон, исследуемую спектральную линию можно сопоставить методом гетеродинирования с определённым "зубцом" гребёнки и тем самым прецизионно определить её частоту.

Впервые идея использовать непрерывный лазер УКИ для спектроскопии сверхвысокого разрешения была выдвинута В.П. Чеботаевым [51] в 1977 г. Ранее В.П. Чеботаев показал, что доплеровское уширение линий поглощения в газах можно устранить, используя двухфотонное поглощение от двух пучков лазерного излучения, распространяющихся навстречу друг другу [52].

В этом случае доплеровские уширения будут равными по абсолютной величине и противоположными по знаку и при двухфотонном поглощении будут взаимно компенсироваться. Поскольку спектр непрерывных УКИ-лазеров представляет собой гребёнку эквидистантных линий, интервал между которыми легко регулируется, эти лазеры можно использовать в схеме двухфотонного поглощения пучков с противоположным распространением. Причём разные пары линий будут участвовать в нужном поглощении, что увеличивает эффективность процесса.

В работе [51] проведена глубокая аналогия между возбуждением когерентной последовательностью световых импульсов и методикой рамзеевского возбуждения в разнесённых резонаторах. Экспериментальная реализация использования непрерывного УКИ-лазера была продемонстрирована в пионерских работах Т.В. Хэнша и его коллег [53–55]. Это привело к ряду замечательных результатов. Один из них — создание сверхточных оптических часов.

#### 4.4. Сверхточные оптические часы

Как известно, определение секунды установлено Международным стандартом, основанным на частоте перехода сверхтонкой структуры основного состояния изотопа атома цезия  $^{133}\text{Cs}$ . Эта частота лежит в радиодиапазоне (9,2 ГГц), и её значение всё время уточняется, в частности, с использованием методики атомного фонтана, которая основана на движении атомов под действием резонансного лазерного излучения. Атомы цезия захватываются лазерной ловушкой и охлаждаются до температуры менее 1 мК. Затем с помощью лазерного излучения охлаждённые атомы подбрасываются вверх, а потом под действием силы тяжести они падают вниз (фонтан). При своём движении атомы дважды последовательно проходят резонатор. Тем самым реализуется метод Рамзая разнесённых резонаторов. В результате получают цезиевые атомные часы, точность которых достигает 18-го знака. Это соответствует погрешности в 1 с за период порядка возраста Вселенной.

Развитие лазерных методов получения сверхточных резонансов в оптическом диапазоне привело к идее использовать эти методы для создания оптических атомных часов. Однако возникла проблема измерения оптической частоты на основе цезиевого микроволнового эталона секунды.

Точное измерение частоты сводится к подсчёту числа колебаний в единицу времени. Очевидно, что чем больше промежуток времени измерения, тем выше точность измерения частоты (ошибка в один период колебаний). При использовании вместо частоты радиодиапазона ( $\sim 10^{10}$  Гц) частоты оптического диапазона ( $\sim 10^{15}$  Гц) требуется соответственно меньшее время (примерно в  $10^5$  раз) для точного подсчёта числа колебаний. Иными словами, для достижения максимальной точности требуется не несколько дней, как в случае цезиевых часов, а всего лишь несколько секунд. Эти и другие принципиальные преимущества оптических часов инициировали интенсивные исследования, направленные на их создание.

Для измерения оптической частоты необходимо её сопоставление с цезиевым микроволновым эталоном частоты. С этой целью используется цепь генераторов частот с частотами, различающимися между собой в несколько раз. Частоты этих генераторов должны быть когерентно связаны, а их число должно быть достаточным для перекрытия разрыва между измеряемой оптической частотой и частотой цезиевого эталона. Такая цепь является аналогом состоящего из нескольких шестерёнок механизма обычных механических часов, связывающего периоды часовой, минутной и секундной стрелок.

Генераторы цепи с последовательным преобразованием частоты (умножение или деление) должны быть когерентно связанными друг с другом. Число таких генераторов (лазеры, диоды Ганна, клистроны) более десяти, и вся цепь является сложной установкой. В мире было построено лишь несколько таких систем в самых передовых научных центрах, занимающихся прецизионной метрологией.

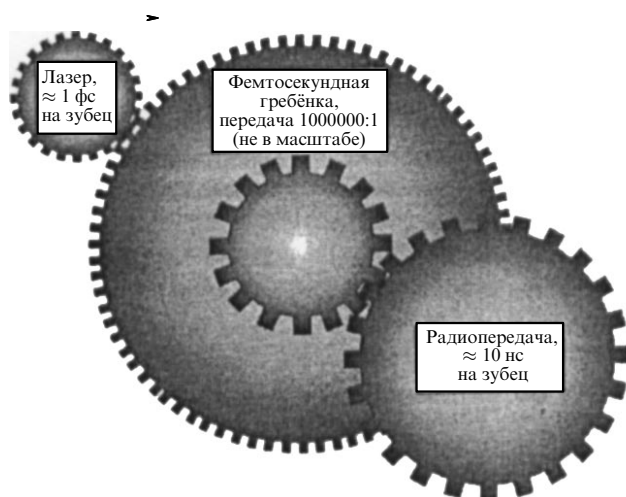


Рис. 24. Механическая аналогия измерения оптической частоты с помощью фемтосекундной ГОЧ [8].

Поскольку гребёнка на основе непрерывного фемтосекундного лазера связывает оптическую частоту с радиочастотой, которую легко сопоставить с цезиевым стандартом, появление такой гребёнки стало гигантским революционным шагом на пути построения оптических часов.

Как говорилось во введении, это обстоятельство отмечено присуждением Нобелевской премии Дж.Л. Холлу и Т.В. Хэншу [3, 4]. На рисунке 24 условно показана механическая аналогия процесса сопоставления оптической частоты с цезиевым стандартом. Требуется лишь две шестерёнки на оси вместо десяти, необходимых в механическом аналоге частотной цепи, применявшейся ранее. Причём вместо сложных и громоздких установок частотной цепи стала использоваться компактная и надёжная установка на основе непрерывного фемтосекундного лазера.

Значительные успехи в области создания прецизионных оптических часов с использованием лазерных ГОЧ были достигнуты С.Н. Багаевым и его коллегами в работах [56–59], где обстоятельно исследованы характеристики лазерных ГОЧ. Разработаны методы синхронизации частот узкополосных диодных лазеров с определёнными линиями ГОЧ. Описаны и исследованы схемы фемтосекундных оптических часов, синхронизованных по стандарту частоты на основе системы He–Ne (CH<sub>4</sub>) [57, 59]. Отметим также исследования, проводимые в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) [60].

Прецизионные измерения времени и скорости света, естественно, позволяют проводить и измерения длин. В работах [61, 62] описаны эксперименты по измерению расстояний в космосе с использованием схемы гетеродинного интерферометра с длинной базой и ГОЧ.

Для применений прецизионных оптических часов в области экспериментальных проверок фундаментальной теоретической физики, от космологии до квантовой физики, желательно проведение сравнения разных уникальных систем, которые не допускают транспортировки. Эта важная задача недавно была блестяще решена [63].

Группа исследователей из Физико-технического института (г. Брауншвейг, ФРГ), проводящих исследования Cs-фонтана, и группа исследователей из Института квантовой оптики им. Макса Планка (г. Гархинг, ФРГ), занимающихся прецизионным измерением частоты перехода 1S–2S водорода (длина волны 243 нм), продемон-

стрировали передачу оптической частоты с высокой стабильностью между этими институтами с помощью стандартной волоконно-оптической линии связи длиной 920 км. С этой целью измеряемые частоты (радиочастота цезиевого стандарта и оптическая частота, соответствующая длине волны 243 нм) сопоставлялись с частотой, которая соответствует длине волны ( $\approx 1,3$  мкм) волоконно-оптической линии связи. Для этого на концах линии устанавливались генераторы ГОЧ на основе волоконных фемтосекундных лазеров. В результате было достигнуто точное соответствие оптической частоты микроволновой частоте Cs-фонтана. При продолжительных временах проведения измерений отклонения частоты не превышали  $4 \times 10^{-19}$ . Результаты этой работы демонстрируют возможность создания сети сверхточного времени, охватывающей Европу.

Следует отметить, что методика использования волоконно-оптической связи (fiber-link) для прецизионного измерения оптической частоты связана с преодолением принципиальных ограничений. Частота при распространении вдоль одномодового волокна может изменяться вследствие изменения во времени оптической длины распространения. Это изменение может произойти в результате колебаний температуры или величины механического воздействия. Изменение длины во времени означает изменение фазы во времени, которое в свою очередь приводит к изменению частоты. Таким образом, частота, поступающая на вход линии, на выходе будет изменена на некоторую случайную величину.

Для компенсации искажения частоты была предложена и реализована остроумная методика [64], суть которой заключается в следующем. Пусть частота  $f_0$  распространяется через оптическое волокно фиксированной длины, в котором  $f_0$  изменяется на случайную величину  $\Delta f$ . Тогда частота на выходе волокна будет равна  $f_0 + \Delta f$ . Эту частоту сразу же отправляют обратно. При предположении, что процесс изменения частоты не меняется за время её распространения (несколько миллисекунд), на вход линии поступит частота  $f_0 + 2\Delta f$ , которую можно сравнить с первоначальной частотой  $f_0$  и определить величину  $2\Delta f$ . С помощью акустооптического модулятора  $f_0$  превращается в частоту  $f_0 - \Delta f$ , которая запускается в линию. Тогда в результате искажений на выходе получится нужная частота:  $f_0 - \Delta f + \Delta f = f_0$ .

#### 4.5. Прецизионные измерения в фундаментальной физике

Созданные сверхточные атомные часы успешно используются для прецизионных измерений фундаментальных констант. Так, на основе прецизионных измерений частот проводятся спектроскопические исследования атома водорода. С постоянно возрастающей точностью проводятся измерения частоты перехода 1S–2S [65]. Новейшее измерение было проведено с помощью стандартов частоты, связанных волоконно-оптической линией. Измеренное значение частоты перехода 1S–2S водорода составляет 2 466 061 413 187 017 (11) Гц.

На основе исследований спектра водорода проводится измерение со всё возрастающей точностью константы Ридберга ( $R_\infty$ ). Эти измерения можно рассматривать как метод тестирования поправок квантовой электродинамики или определения зарядового радиуса ядра.

Проводится также измерение постоянной тонкой структуры  $\alpha$ , являющейся одной из основополагающих фундаментальных констант. Константу  $\alpha$  можно связать с постоянной Ридберга следующим образом:  $\alpha^2 = (2R_\infty/c)(h/m_e)$ , где  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная

Планка,  $m_e$  — масса электрона. Сообщается об измерении  $\alpha$  с точностью  $6,6 \times 10^{-10}$  [66].

Важной частью таких исследований является проверка дрейфа констант во времени [67–69]. Прогресс в области разработки сверхточных атомных часов и связанных с ними прецизионных измерений открыл возможность экспериментального исследования дрейфа констант во времени. Соответствующие данные могут быть получены из сравнения показаний часов, принцип работы которых основывается на различных физических процессах или различных спектральных переходах.

В рамках прецизионного измерения частоты 1S–2S-перехода в водороде проводилось сравнение показаний оптических часов на  $^{199}\text{Hg}^+$  и микроволновых часов на  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$ . В результате были установлены пределы возможных дрейфов некоторых констант во времени. Так, предел изменения постоянной тонкой структуры оценён как  $\Delta\alpha/\alpha = (-1,6 \pm 2,3) \times 10^{-17} \text{ год}^{-1}$  [69].

#### 4.6. Применения в астрофизике

Спектроскопические исследования имеют важнейшее значение для астрофизики. Возникшая более чем 200 лет тому назад благодаря открытиям Волластона и Фраунгофера, спектроскопия стала одним из самых мощных инструментов познания Вселенной. В настоящее время, подобно тому как высокостабилизированный лазер заменил собой криптоновую лампу в качестве эталона метра, лазерные ГОЧ заменяют разрядные лампы и поглощающие ячейки в калиброванных спектрометрах телескопов.

Естественно, что принципиальные возможности существенного увеличения разрешающей способности спектральных приборов, применяемых в астрофизических исследованиях, инициировали целый ряд работ, направленных на реализацию этих возможностей. Эффект Доплера даёт астрономам метод точного измерения радиальных скоростей звёзд, галактик и других космических объектов посредством регистрации длины волны (точнее, частоты) их спектров.

Лазерная ГОЧ при увеличении интервала между линиями до величины во много гигагерц и его сопоставления с частотами атомных часов становится почти идеальным средством прецизионной калибровки астрономических спектрографов. Высокая точность измерения доплеровских сдвигов открывает новые области исследований, такие как поиск экзопланет и прямые измерения скорости расширения Вселенной.

**4.6.1. ГОЧ с гигагерцевым интервалом.** Для того чтобы использовать ГОЧ для точной калибровки астрономических спектрометров, необходимо, чтобы спектрометры разрешали линии ГОЧ. Для этого интервал между линиями ГОЧ должен быть более 10 ГГц. Лазер с такой частотой повторения должен иметь оптическую длину резонатора всего лишь 1,5 см. Создание подобного лазера является исключительно сложной задачей. В работе [70] описывается кольцевая конструкция фемтосекундного лазера на кристалле сапфира длиной 1,5 мм. Размер самого лазера составляет всего 8 мм. Его частота повторения 10 ГГц. Лазер настолько мал, что он помещается на монете 2 евроцента (диаметр которой равен диаметру монеты в 50 коп.) [71]. Однако для накачки этого лазера требуется мощность 6,5 Вт, для чего необходим лазер типа Coherent Verdi, так что в целом система оказывается отнюдь не компактной и довольно дорогостоящей. Кроме того, лазеры на сапфире являются деликатными устройствами, и они не годятся для работы с телескопами в течение продолжительного времени.

Более пригодными являются волоконные фемтосекундные лазеры благодаря их компактности, эффективности и прекрасным эксплуатационным характеристикам. Существенным преимуществом волоконных фемтосекундных лазеров является также возможность усиления в волоконных системах с накачкой через оболочку волокна. Такие усилители (double-clad fiber amplifier) позволяют уверенно получать средние мощности в несколько ватт. Однако для волоконных фемтосекундных лазеров ещё труднее получить высокую частоту интервала ГОЧ из-за проблем с уменьшением длины активного волокна. Максимальная частота 3 ГГц получена в фемтосекундном лазере на Yb-волокне длиной в 1 см [72].

Для увеличения частоты интервала ГОЧ было предложено использовать фильтрацию спектра [73, 74]. Эталон Фабри–Перо (ФП) с имеющимися коэффициентами отражения  $R$  зеркалами, разделёнными расстоянием  $L$ , обладает пропусканием, зависящим от частоты  $\nu$ :

$$T(\nu) = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(2\pi\nu L/c)}. \quad (11)$$

Таким образом, эталон ФП обладает регулярным набором полос пропускания, расстояние между которыми определяется величиной  $L$ , а ширина полосы — величиной  $R$ . Можно подобрать длину ФП-эталона так, чтобы интервал между максимумами эталона был кратен частоте интервала ГОЧ. В этом случае можно в соответствующее число раз увеличить интервал между линиями ГОЧ. Несмотря на простоту идеи, её практическая реализация встречает значительные трудности, которые, тем не менее, успешно преодолеваются. Следует иметь в виду, что ширина полосы, зависящая от коэффициента отражения, должна быть меньше частотного интервала первоначальной гребёнки. Для этого могут потребоваться зеркала с очень высоким отражением. С целью понизить требования, налагаемые на коэффициент отражения, используется последовательность двух-трёх эталонов.

Ослабление излучения при фильтрации можно компенсировать, устанавливая между ФП-эталонами лазерные усилители. В случае волоконных лазеров такой подход особенно эффективен, поскольку можно использовать непрерывные волоконные усилители, позволяющие получать среднюю мощность в несколько ватт. В результате удастся достичь интенсивности отфильтрованного излучения, достаточной для требуемой эффективности генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне. Таким образом, можно получить ГОЧ с шириной спектра, превышающей октаву, и интервалом между линиями 10–25 ГГц.

В работе [75] сообщается о создании установки ГОЧ, предназначенной для калибровки астрономического спектрографа. Гребёнка фемтосекундного Er-волоконного лазера, работающего на длине волны 1550 нм с частотой повторения импульсов  $f_{\text{repet}} = 250 \text{ МГц}$ , фильтровалась системой из двух ФП-эталонов. В результате интервал гребёнки увеличивался до 12,5 ГГц. Затем излучение усиливалось в полупроводниковых диодных лазерах и в мощном Er-волоконном усилителе с накачкой через оболочку. Таким образом была достигнута интенсивность, необходимая для генерации суперконтинуума шириной более октавы в волокне с высокой нелинейностью. Это позволяло определить частоту  $f_{\text{CEO}}$ , нужную для стабилизации. Частоты  $f_{\text{CEO}}$  и  $f_{\text{repet}}$  связывались со стандартом частоты. В результате была получена гребёнка линий, охватывающая диапазон длин волн от 1380 нм до 1820 нм, с интервалом между линиями 12,5 ГГц.



**4.6.2. Поиск экзопланет.** Одной из актуальных проблем современной астрономии является поиск звёзд, имеющих планеты (экзопланеты). Даже самые совершенные телескопы не в состоянии обнаружить экзопланеты. Поэтому для их поиска используются косвенные исследования. С этой целью применяется методика, основанная на определении радиальной скорости звезды по отношению к земному наблюдателю. Планета вращается вокруг центра масс звезды и планеты. В результате звезда испытывает периодические смещения с радиальной скоростью, при этом чем больше масса планеты, тем больше максимальное значение скорости. Радиальную скорость звезды можно измерять по доплеровскому смещению длины волны (точнее, частоты) света, испускаемого звездой.

Методика поиска экзопланет с помощью определения радиальной скорости по доплеровскому смещению является вполне успешной. В настоящее время открыто более 600 планет. Для калибровки астрономических спектрометров используются торий-аргоновые лампы, которые, однако, не позволяют измерять радиальные скорости с точностью, лучшей, чем  $\sim 10 \text{ м с}^{-1}$ . Поэтому большинство из обнаруженных планет — это массивные планеты типа Юпитера. Одной из главных целей поиска экзопланет является обнаружение планеты, подобной Земле, в так называемой жизненной зоне (т.е. когда излучение звезды обеспечивает условие существования воды на планете — необходимое условие жизни). Но для этого требуется точность  $\sim 5 \text{ см с}^{-1}$ . Такую точность в принципе способны обеспечить калибраторы спектров звёзд, основанные на лазерных ГОЧ.

На рисунке 25 [76] показана принципиальная схема использования ГОЧ для таких измерений. Спектр ГОЧ, контролируемый атомным стандартом частоты, подаётся на астрономический спектрометр, на который также поступает через волоконные световоды излучение звезды, собранное телескопом. Оптимальная регистрация требует, чтобы линия гребёнки покрывала 3–4 элемента ПЗС-матрицы (ПЗС — прибор с зарядовой связью) приёмника. Это означает, что интервал между линиями гребёнки должен составлять 20–30 ГГц.

Экспериментальная реализация такой схемы обсуждается в работе [75], где для наблюдения Солнца ис-

пользовался телескоп. Были проведены исследования спектральных линий солнечной фотосферы с использованием лазерной ГОЧ для калибровки спектрометра. Эти исследования продемонстрировали перспективность применения лазерных ГОЧ и способствовали развитию работ по созданию нужных схем ГОЧ и их изучению.

В настоящее время уже проведены работы по поиску экзопланет с использованием лазерных методик измерений. Одна из работ [77] проводилась на телескопе Хобби — Эбери (диаметр зеркала 9,2 м) обсерватории Мак-Дональда (Техас, США). Для исследований была выбрана звезда HD 168723, имеющая планету, ранее обнаруженную с помощью спектрометра Pathfinder, калибровка которого производилась посредством традиционной методики с использованием ториевой лампы. Таким образом, можно было сравнить традиционную методику с методикой на основе ГОЧ. Спектральные измерения проводились в ближнем ИК-диапазоне.

Выбранная звезда представляет собой звезду типа карлик спектрального класса М, и её свечение слабо проявляется в видимой области спектра из-за её относительно низкой температуры, но является достаточно ярким в ближней ИК-области спектра (990–1800 нм). Подобные звёзды — очень хорошие кандидаты для поиска экзопланет. Благодаря относительно малой массе таких звёзд радиальная скорость подобной Земле планеты, вращающейся в так называемой жизненной зоне (возможность жидкой воды), вызывает изменение радиальной скорости, на порядок большее того, которое вызывает Земля, вращаясь вокруг Солнца.

Использовался фемтосекундный лазер на эрбиевом волокне, работающий на частоте 250 МГц. Излучение фильтровалось двумя одинаковыми ФП-эталопами, которые имели зеркала с коэффициентами отражения 99,8 % и радиусами кривизны 5 и 10 см. Промежуток шириной  $\approx 0,6 \text{ см}$  между ФП-эталомами подстраивался с помощью пьезокерамики для получения за счёт фильтрации частоты 25 ГГц. Получалась гребёнка, простирающаяся в диапазоне длин волн от 1450 до 1700 нм. Положение гребёнки стабилизировалось сопоставлением её частот с частотами атомных часов в глобальной системе определения координат. Изображение звезды и излучение ГОЧ подавались на спектрометр с помощью оптического волокна. Наблю-

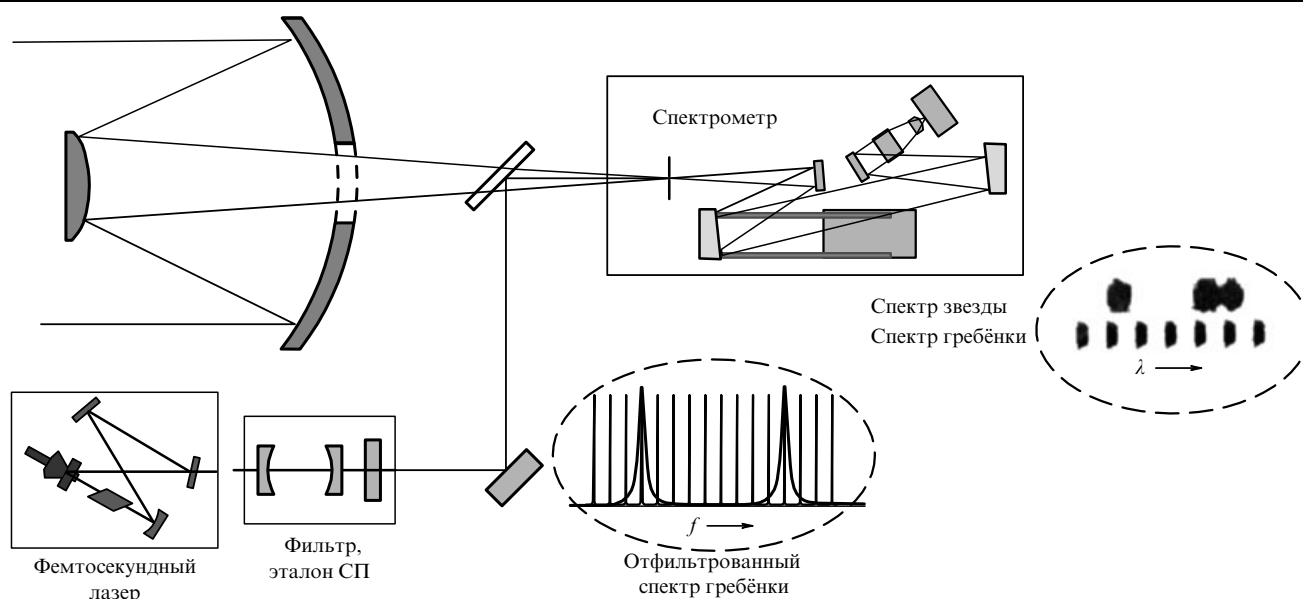


Рис. 25. Схема использования лазерной ГОЧ для калибровки астрономического спектрографа [76].

дения в течение четырёх ночей позволили добиться точности измерения радиальной скорости  $\approx 10 \text{ м с}^{-1}$ . Эта точность выше получаемой стандартными методами. В лабораторных исследованиях показана возможность повышения точности до величины, лучшей, чем  $1 \text{ м с}^{-1}$ .

В работе [78] также сообщается о калибровке астрономического спектрографа с помощью ГОЧ. Используемая система ГОЧ основана на коммерчески доступном фемтосекундном лазере на Yb-волокне (Menlosystems Orange Comb 250), который работает с частотой повторения 250 МГц. Эта частота преобразовывалась и сопоставлялась с частотой рубидиевых атомных часов. Таким образом, достигалась стабильность на уровне  $\Delta\nu/\nu = 10^{-11}$ , где  $\Delta\nu$  — отклонение от частоты  $\nu$  за месяц. Такая точность соответствует возможности измерения доплеровского сдвига скорости  $0,3 \text{ см с}^{-1}$ . Для увеличения интервала между линиями гребёнки лазера использовался набор ФП-эталонов. Были испытаны три или четыре ФП-эталона в последовательности. В результате интервал между линиями ГОЧ увеличивался до 18 ГГц. Потери в излучении при фильтрации компенсировались волоконными усилителями. Зеркала эталонов имели  $R = 99,2\%$ . Для получения ГОЧ, нужной для измерений в диапазоне длин волн 380–690 нм, излучение преобразовывалось во 2-ю гармонику в кристалле LBO (Lithium Triborate). Были проведены измерения для расчёта орбиты планеты звезды HD 75289, которые показали, что точность определения радиальной скорости может в принципе достигать  $2,5 \text{ см с}^{-1}$ .

**4.6.3. Прямое измерение ускорения расширения Вселенной.** Согласно существующим представлениям Вселенная расширяется с ускорением, которое оценивается как  $\sim 6 \text{ см с}^{-1}$  за год. В 1962 г. было предложено определять ускорение Вселенной по измерению радиальной скорости [79]. Расширение Вселенной должно вызывать дрейф красного смещения космологических объектов, по которому в принципе можно измерить ускорение. Но было отмечено, что "при существующей оптической технике нет надежды обнаружить столь малые изменения в красных смещениях за время наблюдения, меньшее, чем  $10^7$  лет" [79]. Достижения лазерной науки и технологии коренным образом изменили ситуацию. Точность измерения радиальных скоростей по доплеровским сдвигам может достигать  $\sim 1 \text{ см с}^{-1}$ . Это обстоятельство послужило основанием для международного проекта CODEX (Cosmical Dynamics Experiment), в рамках которого планируется провести на огромных телескопах измерения дрейфов красного смещения [80]. Предполагается, что при достигнутой точности измерений удастся в течение наблюдений за 10–15 лет получить прямые значения ускорения расширения Вселенной.

#### 4.7. Спектроскопия среднего инфракрасного диапазона с высоким разрешением

Спектроскопические методики на основе ГОЧ успешно используются в молекулярной спектроскопии ближнего и среднего ИК-диапазонов. Эффективным методом спектральных исследований молекул является так называемая методика "отпечатков пальцев". Сущность указанной методики заключается в точной регистрации сложной структуры спектра в ближнем и среднем ИК-диапазонах. При этом каждый вид молекулы характеризуется своим (индивидуальным) спектром поглощения. Продemonстрировано существенное улучшение такой методики при использовании ГОЧ [81]. Высокая чувствительность и

разрешение позволяют использовать эту методику для обнаружения малых примесей в газах, что важно для медицинских приложений, а также применений в экологических системах и системах безопасности.

Для получения ГОЧ в требуемом спектральном диапазоне применяются различные схемы непрерывных фемтосекундных лазеров, работающих в ближнем и среднем ИК-диапазонах, включая лазер на кристаллах, таких как  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  [82], а также лазеры на Tm- и Tm/Ho-волокнах [83], работающие в области длин волн 2 мкм. Для продвижения в ИК-диапазон и для перестройки по длинам волн используются нелинейные процессы преобразования частоты: генерация разностной частоты [84] и оптическая параметрическая генерация [85–87].

Продemonстрировано важное медицинское применение — детектирование следов молекул газов в человеческом дыхании [88]. Чувствительная регистрация определённых молекул даёт информацию о физиологических процессах организма человека и может являться полезным диагностическим средством.

### 5. Тенденции развития методики гребёнки оптических частот

Различные применения лазерных ГОЧ предъявляют разные требования к их характеристикам. Так, при использовании ГОЧ для согласования новейших схем атомных часов требуется, чтобы при таком согласовании исключалось ухудшение точности (достижение 18-го знака). В случае астрономических применений, основанных на измерениях доплеровского сдвига, определяются частоты космических объектов, минимальная ширина спектров которых лежит в диапазоне нескольких килогерц. Это означает точность измерений на уровне 10–11-го знака (скорости  $1 \text{ см с}^{-1}$  соответствует сдвиг частоты  $\approx 25 \text{ кГц}$ ). Но требуется долговременная (10–20 лет) стабильность измерения.

Для применений в области молекулярной спектроскопии нужны ГОЧ в среднем ИК-диапазоне. Также имеются примеры использования ГОЧ в ВУФ-диапазоне на длинах волн 40–200 нм [89]. Фазово-когерентная ГОЧ получается при генерации высших гармоник. Эта генерация возникает внутри усилительной резонаторной ячейки мощного непрерывного фемтосекундного лазера на сапфире [90].

Наблюдается явная тенденция увеличения доступности непрерывных фемтосекундных лазеров, снижения их стоимости и улучшения условий их эксплуатации. Первые системы использовали лазеры на сапфире (KLM-лазеры), для накачки которых требовался стабильный источник лазерного излучения зелёного диапазона со средней мощностью 5–10 Вт. Конструкция такого источника основана на неодимовом лазере с диодной накачкой с внутрирезонаторным преобразованием излучения во 2-ю гармонику. Фирмы Spectra-Physics и Coherent освоили выпуск соответствующих коммерческих лазерных систем: Millennia (Spectra-Physics), Verdi (Coherent). Однако их стоимость высока.

Существенно снизить стоимость позволило использование вместо сапфира кристалла форстерита ( $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ). В этом случае для накачки применялся доступный и эффективный волоконный лазер и исключалась необходимость преобразования излучения накачки во 2-ю гармонику. Хотя выходные характеристики этого лазера уступают таковым лазеров на сапфире (длина волны 1240 нм вместо 780 нм и меньшие пиковые мощности), его преимуществом является большая длина волны лазера накачки ( $\sim 1 \text{ мкм}$  вместо длины волны

зелёного света). Нужное для накачки излучение можно получить с помощью Yb-волоконного лазера. Научно-техническим объединением ИРЭ-Полус для продажи выпускается лазер PYL-10LP. Стоимость PYL-10LP существенно ниже стоимости источников накачки лазера на сапфире. Это сделало фемтосекундный лазер на форстерите доступным для российских лабораторий, в которых были получены отличные результаты фемтосекундных исследований.

Следующий этап развития непрерывных фемтосекундных лазеров связан с использованием активных волокон с прямой диодной накачкой. В результате появились самые совершенные на сегодня лазерные системы, доступные по цене, с прекрасными эксплуатационными характеристиками.

В настоящее время проводятся работы, направленные на создание полупроводниковых непрерывных фемтосекундных лазеров. Особенностью таких лазеров является их компактность, что в принципе позволяет за счёт уменьшения оптической длины резонатора достичь высоких частот повторения импульсов и больших интервалов ГОЧ. Так, в работе [91] сообщается об исследовании полупроводникового дискового лазера с длительностью импульсов менее 110 фс и частотой повторения 92 ГГц. В работе [92] частота повторения составила более 100 ГГц. Выбор полупроводниковых материалов позволяет получить длину волны, совпадающую с длиной волны эффективного волоконного лазера. Тем самым обеспечивается интенсивность, требующаяся для генерации суперконтинуума.

Проводятся также исследования по улучшению генераторов суперконтинуума. С целью увеличения интенсивности излучения, распространяющегося по сердцевине волокна, было изготовлено микроструктурированное волокно с очень малым диаметром сердцевины ( $\approx 500$  нм) [93]. Это волокно использовалось для генерации суперконтинуума под действием излучения 2-й гармоники непрерывного фемтосекундного лазера на Yb-волокне. Благодаря использованию фильтрации ФП-эталоном был создан источник ГОЧ с интервалом 14 ГГц, предназначенный для калибровки астрономических спектрометров.

Увеличить эффективность генерации суперконтинуума можно посредством увеличения нелинейности материала, с которым взаимодействует фемтосекундное излучение. С этой целью предложено использовать волокна с сердцевинной из материала, обладающего более высокой нелинейностью по сравнению с нелинейностью стекла. Технологии изготовления специальных микроструктурированных волокон позволяют создавать одномодовые волоконные световоды с полый сердцевинной. Такие волокна являются своеобразными капиллярами, которые можно заполнить материалом с более высокой, чем у стекла, нелинейностью и тем самым получить генератор суперконтинуума с улучшенными характеристиками [94].

Следует отметить, что гребёнка частот непрерывного фемтосекундного лазера не является идеальной. Излучение в виде гребёнки сопровождается шумом (частотные и амплитудные шумы), и задача исследователей — свести эти шумы к минимуму. Технические шумы, которые возникают из-за температурных и акустических флуктуаций, могут быть легко устранены посредством хорошей механической конструкции с необходимой обратной связью контроля.

Кроме указанных шумов возникают амплитудные и частотные шумы, обусловленные шумами лазера накачки, а также имеется фундаментальный шум самого лазера

(усиленное спонтанное излучение). Борьба с этими шумами сложнее [95–97]. В фемтосекундных лазерах с высокой внутрирезонаторной мощностью и более короткими импульсами шум в гребёнке, обусловленный усиленным спонтанным излучением, будет меньше. В этом отношении твердотельные лазеры (лазеры на сапфире и на форстерите), которые имеют сравнительно малые времена жизни возбуждённого состояния активной среды и высокую внутрирезонаторную интенсивность, обладают определёнными преимуществами перед волоконными лазерами.

При нелинейных преобразованиях генерации суперконтинуума шумы настолько усиливаются, что могут уничтожить саму структуру гребёнки. Поэтому исследованию шумов в микроструктурированных волокнах уделяется большое внимание [98, 99]. Для снижения шумов следует стремиться к уменьшению длины нелинейного волокна и длительности импульсов. По этой причине использование фемтосекундных импульсов предпочтительнее, несмотря на то что в случае пикосекундных импульсов можно получить более высокие значения энергии и интенсивности.

## 6. Заключение

Лазеры, работающие в непрерывном режиме пассивной синхронизации мод, служат источниками фемтосекундных ГОЧ. Их появление представляет собой выдающееся достижение лазерной науки и технологии. В настоящее время основой этих генераторов являются эффективные и доступные фемтосекундные волоконные лазеры. По выражению одного американского специалиста, волоконные лазеры продвинули фемтосекунды в массы.

Последние 10–15 лет дали примеры замечательных использований ГОЧ как в фундаментальной науке, так и в прикладных применениях. Произошло беспрецедентное увеличение точности оптических и метрологических измерений. А. Майкельсон, который в 1907 г. получил Нобелевскую премию за создание точных оптических инструментов и результаты спектроскопических и метрологических исследований, выполненных с их помощью, в 1894 г. на церемонии открытия физической лаборатории Райерсона в Чикагском университете сказал, что "в будущем мы должны ожидать открытий в шестом знаке после запятой"<sup>2</sup>. Сейчас, спустя около 120 лет, точность достигла 18-го знака!

Примеры использования лазерных методов измерений включают в себя реализации оптических часов с беспрецедентной точностью, усовершенствование Глобальной навигационной спутниковой системы (ГЛОНАСС), создание новейших спектроскопических методик, применения в астрофизике. Важно отметить явную тенденцию сделать генераторы ГОЧ более доступными, снижая их стоимость и улучшая эксплуатационные характеристики.

Исследования в области непрерывных фемтосекундных лазеров и ГОЧ на их основе весьма актуальны, и они открывают прекрасные возможности для молодых людей, посвятивших себя служению науке.

## Список литературы

1. Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
2. Javan J, Bennett W R (Jr.), Herriott D R *Phys. Rev. Lett.* **6** 106 (1961)
3. Hall J L *Rev. Mod. Phys.* **78** 1279 (2006); Холл Дж Л *УФН* **176** 1353 (2006)

<sup>2</sup> "... Our future discoveries must be looked for in the sixth decimal place".

4. Hänsch T W *Rev. Mod. Phys.* **78** 1297 (2006); Хэнш Т В *УФН* **176** 1368 (2006)
5. Svelto O *Principles of Lasers* (New York: Plenum Press 1998) [Звелто О *Принципы лазеров* (СПб., М., Краснодар: Лань, 2008)]
6. Rullière C (Ed.) *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments* (Berlin: Springer, 1998)
7. Fermann M E, Galvanauskas A, Sucha G (Eds) *Ultrafast Lasers: Technology and Applications* (Optical Engineering, Vol. 80) (New York: Marcel Dekker, 2003)
8. Крюков П Г *Фемтосекундные импульсы* (М.: Физматлит, 2008)
9. Крюков П Г *Лазеры ультракоротких импульсов и их применения* (Долгопрудный: Интеллект, 2012)
10. McClung F J, Hellwarth R W J. *Appl. Phys.* **33** 828 (1962)
11. Hargrove L E, Fork R L, Pollack M A *Appl. Phys. Lett.* **5** 4 (1964)
12. Mocker H W, Collins R J *Appl. Phys. Lett.* **7** 270 (1965)
13. DeMaria A J, Stetser D A, Heynau H *Appl. Phys. Lett.* **8** 174 (1966)
14. Kryukov P G, Letokhov V I *IEEE J. Quantum Electron.* **8** 766 (1972)
15. Ippen E P, Shank C V, Dienes A *Appl. Phys. Lett.* **21** 348 (1972)
16. Treacy E *IEEE J. Quantum Electron.* **5** 454 (1969)
17. Fork R L, Martinez O E, Gordon J P *Opt. Lett.* **9** 150 (1984)
18. Valdmanis J A, Fork R L, Gordon J P *Opt. Lett.* **10** 131 (1985)
19. Szpöcs R et al. *Opt. Lett.* **19** 201 (1994)
20. Rayleigh J W S *The Theory of Sound* Vol. 2 (London: Macmillan, 1896) p. 453
21. Moulton P F J. *Opt. Soc. Am. B* **3** 125 (1986)
22. Spence D E, Kean P N, Sibbett W *Opt. Lett.* **16** 42 (1991)
23. Keller U et al. *Opt. Lett.* **17** 505 (1992)
24. Keller U et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2** 435 (1996)
25. Set S Y et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10** 137 (2004)
26. Yamashita S et al. *Opt. Lett.* **29** 1581 (2004)
27. Bao Q et al. *Adv. Funct. Mater.* **19** 3077 (2009)
28. Bao Q et al. *Nano Res.* **4** 297 (2011)
29. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic Press, 1989) [Агравал Г *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996)]
30. Kao Ch K *Rev. Mod. Phys.* **82** 2299 (2010); Као Ч К *УФН* **180** 1350 (2010)
31. Haus H A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **31** 591 (1995)
32. Knight J C et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 807 (2000)
33. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 796 (2000)
34. Okhotnikov O, Grudinin A, Pessa M *New J. Phys.* **6** 177 (2004)
35. Захаров В Е, Шабат А Б *ЖЭТФ* **61** 118 (1971) [Zakharov V E, Shabat A B *Sov. Phys. JETP* **34** 62 (1972)]
36. Haus H *IEEE J. Quantum Electron.* **11** 736 (1975)
37. Haus H A, Fujimoto J G, Ippen E P J. *Opt. Soc. Am. B* **8** 2068 (1991)
38. Kalashnikov V L, Apolonski A *Phys. Rev. A* **79** 043829 (2009)
39. Kharenko D S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 2314 (2011)
40. Jones D J et al. *Science* **288** 635 (2000)
41. Apolonski A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 740 (2000)
42. Russell P *Science* **299** 358 (2003)
43. Goulielmakis E et al. *Science* **320** 1614 (2008)
44. Yost D C et al. *Opt. Express* **19** 23483 (2011)
45. Ilday F Ö et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 213902 (2004)
46. Ruehl A et al. *Opt. Lett.* **32** 1084 (2007)
47. Renninger W H, Chong A, Wise F W *Phys. Rev. A* **82** 021805(R) (2010)
48. Schibli T R et al. *Nature Photon.* **2** 355 (2008)
49. Benko C et al. *Opt. Lett.* **37** 2196 (2012)
50. Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
51. Бакланов Е В, Чеботаев В П *Квантовая электроника* **4** 2189 (1977) [Baklanov E V, Chebotaev V P *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 1252 (1977)]
52. Baklanov E V, Chebotaev V P *Opt. Commun.* **12** 312 (1974)
53. Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **40** 847 (1978)
54. Ferguson A I, Eckstein J N, Hänsch T W *J. Appl. Phys.* **49** 5389 (1978)
55. Ferguson A I, Eckstein J N, Hänsch T W *Appl. Phys.* **18** 257 (1979)
56. Багаев С Н и др. *Квантовая электроника* **24** 327 (1997) [Bagayev S N et al. *Quantum Electron.* **27** 317 (1997)]
57. Багаев С Н и др. *Квантовая электроника* **31** 383 (2001) [Bagayev S N et al. *Quantum Electron.* **31** 383 (2001)]
58. Багаев С Н, Пивцов В С, Желтиков А М *Квантовая электроника* **32** 311 (2002) [Bagayev S N, Pivtsov V S, Zheltikov A M *Quantum Electron.* **32** 311 (2002)]
59. Багаев С Н и др. *Квантовая электроника* **34** 1096 (2004) [Bagayev S N et al. *Quantum Electron.* **34** 1096 (2004)]
60. Величанский В Л, Губин А М *УФН* **179** 1219 (2009) [Velichansky V L, Gubin A M *Phys. Usp.* **52** 1153 (2009)]
61. Balling P et al. *Opt. Express* **17** 9300 (2009)
62. Wang X et al. *Opt. Express* **20** 2725 (2012)
63. Predehl K et al. *Science* **336** 441 (2012)
64. Ma L-S et al. *Opt. Lett.* **19** 1777 (1994)
65. Parthey C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 203001 (2011)
66. Bouchendira R et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 080801 (2011)
67. Fischer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004)
68. Fortier T M et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 070801 (2007)
69. Rosenband T et al. *Science* **319** 1808 (2008)
70. Bartels A, Heinecke D, Diddams S A *Opt. Lett.* **33** 1905 (2008)
71. Bartels A, Heinecke D, Diddams S A *Science* **326** 681 (2009)
72. Chen H-W et al. *Opt. Lett.* **37** 3522 (2012)
73. Steinmetz T et al. *Appl. Phys. B* **96** 251 (2009)
74. Li C-H et al. *Opt. Lett.* **37** 3090 (2012)
75. Steinmetz T et al. *Science* **321** 1335 (2008)
76. Diddams S A *J. Opt. Soc. Am. B* **27** B51 (2010)
77. Ycas G G et al. *Opt. Express* **20** 6631 (2012)
78. Wilken T et al. *Nature* **485** 611 (2012)
79. Sandage A *Astrophys. J.* **136** 319 (1962)
80. Vielzeuf P E, Martins C J A P *Phys. Rev. D* **85** 087301 (2012)
81. Diddams S A, Hollberg L, Mbele V *Nature* **445** 627 (2007)
82. Sorokin E et al. *Opt. Express* **15** 16540 (2007)
83. Imeshev G, Fermann M *Opt. Express* **13** 7424 (2005)
84. Gumenyuk R et al. *Opt. Lett.* **36** 609 (2011)
85. Neely T W, Johnson T A, Diddams S A *Opt. Lett.* **36** 4020 (2011)
86. Vodopyanov K L et al. *Opt. Lett.* **36** 2275 (2011)
87. Leindecker N et al. *Opt. Express* **20** 7046 (2012)
88. Thorpe M J et al. *Opt. Express* **16** 2387 (2008)
89. Gohle Ch et al. *Nature* **436** 234 (2005)
90. Jones R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 193201 (2005)
91. Klopp P et al. *Appl. Phys. Lett.* **98** 071103 (2011)
92. Pinkert T J et al. *Opt. Express* **20** 21357 (2012)
93. Stark S P et al. *Opt. Express* **19** 15690 (2011)
94. Travers J C et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 944 (2011)
95. Haus H A, Mecozzi A *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 983 (1993)
96. Newbury N R, Swann W C J. *Opt. Soc. Am. B* **24** 1756 (2007)
97. Scott R P et al. *Opt. Express* **15** 9090 (2007)
98. Newbury N R et al. *Opt. Lett.* **28** 944 (2003)
99. Corwin K L et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 113904 (2003)

## Continuous-wave femtosecond lasers

P.G. Kryukov

P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation;  
Fiber Optics Research Center, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119333 Moscow, Russian Federation  
Tel. +7 (499) 135 75 30. E-mail: kryukov@fo.gpi.ru

Studies in the field of laser science and technology have resulted in the creation of a unique passively mode-locked laser generating a continuous regular train of ultrashort pulses. The unique feature of this laser is that it combines the properties of a radiation source with the output spectrum consisting of numerous extremely narrow strictly equidistant spectral lines with the properties of a radiation source emitting ultrashort high-power laser pulses. This feature has permitted a wide range of remarkable results. The basic properties of continuous-wave passively mode-locked lasers are discussed and their main applications are considered.

PACS numbers: **42.55** – f, **42.62** – b, **42.65** – k

Bibliography — 99 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **183** (9) 897–916 (2013)

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201309a.0897

Received 18 October 2012, revised 26 March 2013

*Physics – Uspekhi* **56** (9) (2013)