

ULTRA SHORT PULSE OPTICS

A. P. SUKHORUKOV

The current problems of ultra short optical pulse generation with the femtosecond duration and 10^{20} W/cm² power density are discussed. The methods of pulse compression and duration measurement are presented. Ultra short optical pulse applications in the different fields of science and technique are shown.

Обсуждаются современные проблемы генерации сверхкоротких оптических импульсов с длительностью от сотен пикосекунд до нескольких фемтосекунд и плотностью мощности до 10^{20} Вт/см². Представлены методы сжатия (компрессии) импульсов и измерения их длительности. Даны примеры использования сверхкоротких оптических импульсов в различных областях науки и техники.

ОПТИКА СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

А. П. СУХОРУКОВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Изобретение лазеров произвело подлинную революцию во многих областях науки и техники. За это открытие советские ученые Н.Г. Басов и А.М. Прохоров вместе с американским ученым Ч. Таунсом были удостоены Нобелевской премии. Лазерное излучение по сравнению с тепловыми источниками света обладает многими замечательными свойствами, о которых еще в 50-е годы нашего столетия приходилось только мечтать. Наряду с высокой направленностью лазерных пучков (малой угловой расходимостью) огромное значение для практики имеет возможность генерации сверхкоротких оптических импульсов. В первые годы развития квантовой электроники (1961—1965 годы) короткие импульсы наносекундной длительности получали в лазерах с модулированной добротностью резонатора. В таких лазерах энергия светового излучения активного вещества сначала накапливается в открытом резонаторе, составленном из двух зеркал. Затем после быстрого срабатывания электрооптического или фототропного затвора энергия выходит из резонатора в виде мощного оптического импульса, длительность которого определяется свойствами активной среды и резонатора и составляет величину, как правило, в десятки наносекунд ($1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}$). Оказалось, что это далеко не предел минимальной длительности лазерных импульсов. Анализ процесса возбуждения излучения в резонаторе показал, что обычный короткий лазерный импульс состоит из набора большого числа спектральных компонент (продольных мод), отстоящих друг от друга по частоте на величину, равную обратному времени пробега светом по замкнутому пути внутри резонатора. Однако фазы спектральных составляющих без принятия специальных мер принимают произвольные значения. Если же фазы каким-либо образом синхронизовать (сделать одинаковыми по величине), то длительность импульса резко сокращается в сотню и тысячу раз. Такие сверхкороткие импульсы занимают пикосекундный диапазон временных процессов ($1 \text{ пс} = 10^{-12} \text{ с}$). Впервые пассивная синхронизация мод была получена в 1965 году в экспериментах с твердотельными лазерами. Наибольший эффект метод синхронизации дает в лазерах на красителях с очень широкой частотной полосой усиления, в которую попадает огромное число продольных мод.

Следующий этап укорочения длительности лазерных импульсов, начавшийся в 1981 году, связан с новым для оптики, но известным в радиодиапазоне явлением сжатия частотно-модулированных световых импульсов в диспергирующих средах. Эта техника, доведенная почти до совершенства, позволяет сжимать пикосекундные импульсы в сотни и тысячи раз и получать импульсы фемтосекундной длительности ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$). В 1987 году был получен оптический импульс длительностью 6 фс в видимом диапазоне частот, он содержал всего три периода световых колебаний. Немного позднее в инфракрасном диапазоне получили импульсы в один период колебаний, равный 40 фс. За счет компрессии такие оптические импульсы приобретают огромную плотность мощности, которую можно довести с помощью фокусировки до 10^{20} Вт/см^2 . При этом напряженность светового поля достигает гигантской величины 10^{11} В/см , что на порядок превышает внутриатомные поля. Это кардинально меняет характер взаимодействия оптического излучения с веществом.

ГЕНЕРАЦИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Генерацию сверхкоротких оптических импульсов можно осуществить в лазере с помощью синхронизации продольных мод. Продольная мода представляет собой стоячую электромагнитную волну, запертую между зеркалами открытого резонатора. Это напоминает стоячую волну в струне с закрепленными концами. Если расстояние между зеркалами равно l , то практически собственная частота моды $f_m = mc/(2l)$ (c – скорость света, m – целое число). Активное вещество, помещенное внутрь резонатора, возбуждает те моды, частоты которых попадают в спектральную полосу усиления (рис. 1). В результате интерференции мод формируется оптический импульс, выходящий из резонатора лазера. Если возбуждается только одна продольная мода, то мы имеем дело с одномодовым лазером, дающим излучение с максимальной степенью монохроматичности. Для генерации сверхкоротких импульсов используется многомодовый режим. Это направление стало развиваться в лазерной технике с 1965 года.

Таким образом, лазерный импульс можно представить в виде набора N монохроматических волн (продольных мод), разделенных по частоте интервалом $\Delta f = c/(2l)$. Тогда выражение для электрического поля импульсного излучения на выходном зеркале резонатора имеет вид

$$E = \sum_{m = -(N-1)/2}^{m = (N-1)/2} A_m \cos[(\omega_0 + \Delta\omega m)t + \varphi_m], \quad (1)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ – средняя частота (несущая), $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$. Результат интерференции мод зависит от соотношения между фазами φ_m . Если фазы принимают

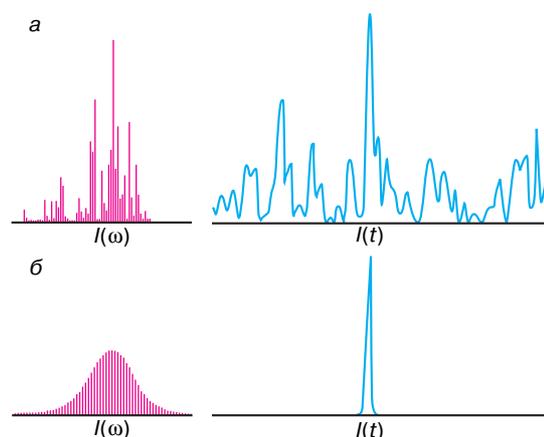


Рис. 1. Спектры (слева) и временной ход (справа) излучения лазера с несинхронизованными модами (а) и в режиме полной синхронизации мод (б) при $N = 101$. В случае (б) масштаб интенсивности гауссовского импульса уменьшен в 20 раз по сравнению с (а)

случайные значения, то лазерное излучение имеет хаотическую амплитудную модуляцию (рис. 1, а). Иначе обстоит дело при синхронизации мод, когда все фазы принимают одно значение, например $\varphi_m = 0$. Полагая для простоты амплитуды мод одинаковыми ($A_m = E_0$), можно просуммировать ряд (1) и получить простое выражение

$$E = A \cos(\omega_0 t), \quad A = E_0 \sin \frac{N\Delta\omega t}{2} \operatorname{cosec} \frac{\Delta\omega t}{2}. \quad (2)$$

Анализ (2) показывает, что лазер с синхронизацией продольных мод излучает периодическую последовательность импульсов с амплитудами, в N раз превышающими амплитуду отдельной моды (рис. 1, б). Импульсы следуют один за другим через время $\Delta T = 2l/c$, необходимое для полного прохода импульса в резонаторе. Длительность импульсов $T = \Delta T/N$, то есть она в N раз меньше интервала между соседними импульсами. Представленная картина формирования сверхкоротких импульсов внешне напоминает дифракцию волны на решетке, составленной из N щелей.

Рассмотрим в качестве примера лазер с расстоянием между зеркалами $l = 150 \text{ см}$, в котором синхронизируются 100 продольных мод. Нетрудно подсчитать, что оптические импульсы следуют с интервалом $\Delta T = 10 \text{ нс}$, а их длительность $T = 100 \text{ пс} = 10^{-10} \text{ с}$. Такие импульсы называются сверхкороткими.

Синхронизации мод можно добиться несколькими способами. В качестве одного из них используется активная модуляция потерь с помощью акустооптической дифракционной решетки, вставленной в резонатор. В такой решетке за счет стоячей ультразвуковой волны, имеющей половинную частоту межмодовых биений $f_a = \Delta f/2 = c/l$,

производится модуляция показателя преломления в поперечном сечении $n = n_0 + \Delta n \sin(\pi t / \Delta T) \sin(k_x x)$. Очевидно, что в моменты времени $t_j = \Delta T j$ (j – целое число), когда $\sin(\pi t / \Delta T) = 0$ и $n = n_0$, решетка не рассеивает проходящие через нее волны. Именно в эти моменты времени ультракороткие импульсы проходят сквозь решетку (акустооптический модулятор) без дифракционных потерь.

Синхронизацию мод можно также осуществить с помощью модуляции фазы световых волн в электрооптическом кристалле, прикладывая к нему переменное электрическое поле. Синхронизация мод наступает также при вибрации одного из зеркал открытого резонатора на частоте межмодовых биений. Наконец, синхронизации мод можно добиться помещая внутрь резонатора лазера ячейку с веществом, которое просветляется (меньше поглощает) в сильном оптическом поле. Тогда с наименьшими потерями через ячейку проходят сверхкороткие импульсы, образующиеся при синфазном сложении возбуждаемых продольных мод.

Сверхкороткие импульсы длительностью в 100 пс находят широкое применение в научных исследованиях и различных приложениях. Причем надо иметь в виду, что короткие импульсы имеют большую плотность мощности. Последнее обстоятельство важно при воздействии оптического излучения на вещество. Однако анализ ряда быстропротекающих процессов требует использования еще более коротких импульсов, имеющих субпикосекундную и даже фемтосекундную длительность. Так как с помощью синхронизации мод в лазерах эту задачу практически не удается решить, то стали искать методы компрессии пикосекундных световых импульсов. Оказалось, что для этой цели надо использовать диспергирующие среды, такие, как волоконные световоды, дифракционные решетки, призмы и т.д.

Уместно еще одно важное замечание. Чем меньше становится длительность оптического импульса, тем шире будет его частотный спектр (меньше степень монохроматичности). Отсюда ясно, что для получения сверхкоротких импульсов необходимо иметь излучение с широким спектром, а затем подобрать тот или иной механизм преобразования излучения в импульс без фазовой модуляции, так называемый спектрально ограниченный импульс. Именно эту задачу решают при синхронизации мод и компрессии импульсов.

МЕХАНИЗМ КОМПРЕССИИ ИМПУЛЬСОВ В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

В диспергирующей среде вследствие того, что разные спектральные компоненты бегут с разными скоростями, короткий импульс расплывается. Эффект дисперсионного расплывания волнового пакета имеет много общих черт с дифракцией волновых пучков [4]. В то же время, как хорошо известно, волновые пучки можно фокусировать (сжимать) с

помощью оптических линз. Оказывается, подобно пространственной фокусировке, можно выполнять компрессию оптических импульсов в диспергирующих средах. Для этого на вход среды необходимо подавать импульсы с линейной частотной модуляцией. Рассмотрим это явление более подробно.

Пусть дисперсия спектральных компонент частоты ω в окрестности несущей частоты оптического импульса ω_0 описывается в виде ряда

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2,$$

где $\beta_1 = 1/u_0$ – обратная величина групповой скорости, β_2 – коэффициенты дисперсии групповой скорости [1–3]. Благодаря дисперсии спектр сигнала разбивается на фрагменты, которые идут с разными групповыми скоростями, – импульс расплывается. В области нормальной дисперсии ($\beta_2 > 0$) длинноволновые компоненты движутся быстрее коротковолновых (это соответствует положительной частотной модуляции импульса), а при аномальной дисперсии ($\beta_2 < 0$) компоненты меняются ролями.

Для осуществления компрессии импульсу необходимо сообщить линейную частотную модуляцию знака, противоположного тому, как при расплывании. Действительно, если мгновенная частота понижается от начала к концу импульса, то в среде с $\beta_2 > 0$ головная часть, содержащая высокочастотные спектральные компоненты, распространяется медленнее, чем хвостовая часть. Вследствие этого головная и хвостовая части начинают сближаться – наблюдается сжатие, или компрессия частотно-модулированного импульса в диспергирующей среде. Это явление можно математически описать следующим образом. Пусть импульс с начальной длительностью T_0 имеет на входе в диспергирующую среду квадратичную фазовую модуляцию

$$\varphi_0 = \frac{\alpha \Delta \omega_0 t^2}{2 T_0^2},$$

где $\alpha = \pm 1$ определяет знак частотной модуляции, $\Delta \omega_0$ равна полному изменению частоты в пределах импульса. Тогда длительность импульса меняется с пройденным расстоянием z согласно выражению (рис. 2)

$$T(z) = T_0 \left[\left(1 + \text{sign}(\alpha \beta_2) \frac{\Delta \omega_0 T_0 z}{L_d} \right)^2 + \frac{z^2}{L_d^2} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$L_d = \frac{T_0^2}{2|\beta_2|},$$

где L_d – длина дисперсионного расплывания. Из (3) видно, что компрессия наступает при условии $\alpha \beta_2 < 0$. Это согласуется с приведенными выше качественными рассуждениями о механизме дисперсионного сжатия импульса. Длительность (3) достигает минимальной величины $T_{\min} = T_0 [1 + M^2]^{-1/2}$ на

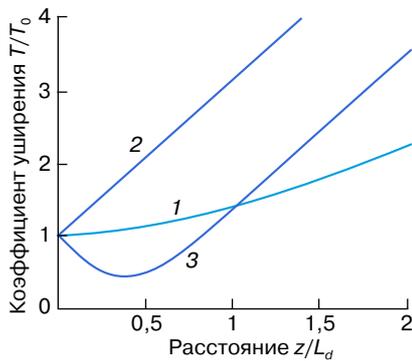


Рис. 2. Зависимость длительности импульса от расстояния в диспергирующей среде с $\beta_2 > 0$ при значении параметра частотной модуляции $\alpha M = 0$ (кривая 1), 2 (кривая 2), -2 (кривая 3). В случае $\beta_2 < 0$ кривые 2 и 3 меняются местами

расстоянии, равном $z_{\min} = L_d M / [1 + M^2]$, здесь введен параметр начальной частотной модуляции $M = |\Delta\omega_0 T_0|$. В точке компрессии частотная модуляция пропадает. Как говорят в таких случаях, импульс спектрально ограничен, то есть ширина его спектра определяется величиной длительности импульса. Интересно отметить, что эффект компрессии (отношение T_0/T_{\min}) не зависит от абсолютной величины коэффициента дисперсии групповой скорости β_2 , последний определяет только положение точки компрессии. В экспериментах с оптическими импульсами параметр компрессии M может достигать значений порядка 10–100.

Итак, для сжатия импульса необходимо сообщить ему линейную частотную модуляцию и подобрать среду с нужным знаком дисперсии групповой скорости. Есть несколько практических способов решения этой проблемы. Причем более ответственным является выбор эффективного метода линейной модуляции частоты, дающего величину M порядка нескольких десятков. Это означает, что после частотного модулятора спектр импульса уширяется в десятки раз.

ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Для создания частотной модуляции наиболее выигрышным оказался метод фазовой самомодуляции лазерного импульса при прохождении через среду с нелинейным показателем преломления $n = n_0 + n_2 A^2$. В качестве нелинейной среды выбирают кварцевое волокно, служащее для лазерного излучения волноводом с $n_2 > 0$. Так как по волокну импульс распространяется без дифракционной расходимости, то нелинейные эффекты можно накапливать на очень больших длинах в десятки и сотни метров.

Пусть в оптическом волокне распространяется гауссовский импульс. На относительно малых рас-

стояниях, где еще не сказывается дисперсия групповой скорости, амплитудный профиль импульса сохраняет свою форму

$$A = E_0 \exp\left(-\frac{\tau^2}{T_0^2}\right),$$

но возникает нелинейный набег фазы

$$\varphi_{nl} = -\frac{n_2 A^2(\tau) z \omega_0}{c}.$$

Наибольшее изменение фазы наблюдается в вершине импульса при $\tau = 0$, где $\varphi_{nl}(0) = -n_2 E_0^2 z \omega_0 / c$. Так как нелинейная девиация частоты $\Delta\omega_{nl} \approx \varphi_{nl}'(0) / T_0$, то для параметра частотной модуляции можно дать простую формулу

$$M = |\Delta\omega_{nl} T_0| \approx |\varphi_{nl}'(0)|.$$

Оценки показывают, что оптический импульс с пиковой плотностью мощности $I = (cn_0/8\pi) E_0^2 = 10^9$ Вт/см² изменяет показатель преломления в кварцевом волоконном световоде на величину $n_2 E_0^2 = 3,2 \cdot 10^{-7}$. Если длина волны лазерного излучения $\lambda_0 = 1$ мкм, то 100-кратное уширение спектра можно получить в оптическом волокне длиной порядка 50 м.

Самомодуляция фазы по гауссовскому закону дает линейный сдвиг мгновенной частоты только в центральной области импульса. Это вносит хроматические aberrации; огибающая импульса с такой частотной модуляцией заметно искажается при сжатии. Лучших результатов можно добиться используя волоконный световод большей длины так, чтобы проявилась дисперсия групповых скоростей. При слабой декомпрессии импульс немного уширяется, но при этом его вершина становится более плоской, а частотная модуляция становится почти линейной в пределах всего импульса. Теперь сжатый импульс содержит 90% энергии в центральном пике по сравнению с 68% с бездисперсионным режимом самомодуляции.

КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСА ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ

Импульс, вышедший из волоконного световода с положительной частотной модуляцией (мгновенная частота в импульсе растет), можно сжать, как было показано выше, в $M = 100$ раз, направляя его в линейную среду с аномальной дисперсией ($\beta_2 < 0$). Оказывается, в качестве такой среды лучше взять не оптический материал, а пару дифракционных решеток (рис. 3). Этот тип компрессора используется в видимой и инфракрасной областях спектра, где оптические волокна имеют положительную дисперсию групповой скорости (нулевая дисперсия приходится на длину волны $\lambda_0 \approx 1,3$ мкм) и их нельзя использовать для сжатия таких импульсов.

Поясним работу оптического компрессора, состоящего из двух параллельных дифракционных решеток, с помощью рис. 3. Импульс, падающий на

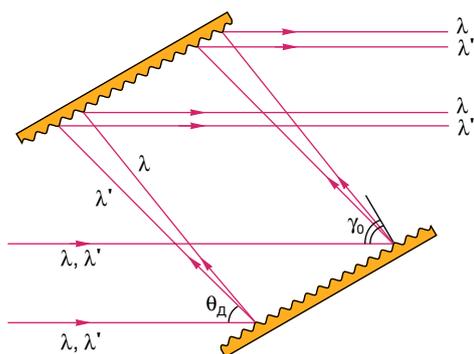


Рис. 3. Схема компрессора с аномальной дисперсией, состоящего из пары дифракционных решеток

одну из решеток, разлагается в спектр — спектральные компоненты идут под разными углами дифракции. Затем эти компоненты падают на вторую, параллельную первой решетку и, отражаясь от нее, идут параллельно исходному импульсу. На рис. 3 видно, что различные частотные компоненты проходят между решетками разные расстояния, то есть имеют разную задержку во времени. Нетрудно убедиться, что коротковолновые компоненты проходят меньший путь, чем длинноволновые. Так как в импульсе с положительной частотной модуляцией коротковолновые компоненты находятся сзади, а длинноволновые — впереди, то при прохождении пары решеток задний фронт догоняет передний, в результате чего импульс сжимается. Величину коэффициента дисперсии групповых скоростей решеточного компрессора можно оценить по формуле $\beta_2 \approx -\lambda_0^3 / (c\Lambda)^2$, где Λ — период решетки. Если расстояние между штрихами $\Lambda = 1$ мкм, то для излучения на длине волны $\lambda_0 = 1$ мкм дисперсия пары решеток $\beta_2 \approx -1$ пс²/м. Как видно на рис. 3, различные спектральные компоненты смещаются в поперечном направлении. Этот недостаток устраняется в двухпроходовой схеме, когда лазерный импульс проходит через компрессор два раза. Если на решетку падает частотно-модулированный импульс, то расстояние между решетками должно быть порядка $z_{\min} = L_d M / [1 + M^2]$.

В одном из экспериментов импульс длительностью $T \approx 30$ пс проходил сначала через волоконный световод длиной 105 м, а затем сжимался в 80 раз с помощью пары решеток с оптимальным расстоянием между ними около 7 м. Таким образом, на выходе компрессора получались субпикосекундные (фемтосекундные) импульсы с $T \approx 0,4$ пс = 400 фс. В других экспериментах субпикосекундные импульсы сжимались еще больше. Так, импульсы с $T \approx 40$ фс на длине волны 620 нм с пиковой плотностью мощности $I \approx 10^{12}$ Вт/см² после прохождения через волоконный световод длиной 7 мм и пары решеток сжимались до 6 фс. Это соответствует всего трем оптическим периодам.

НЕЛИНЕЙНАЯ САМОКОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

Надо сказать, что в диапазоне длин волн 1,3–1,6 мкм кварцевые волоконные световоды имеют отрицательную дисперсию групповой скорости ($\beta_2 < 0$) и могут сами осуществлять компрессию импульса. При этом необходимая частотная модуляция возникает в том же световоде за счет нелинейности показателя преломления $n = n_0 + n_2 A^2$. В нелинейной среде с $n_2 > 0$ волновые пучки испытывают самофокусировку, а при $n_2 < 0$ — дефокусировку [3]. По аналогии с пучками импульсы — волновые пакеты могут демонстрировать самокомпрессию при $\beta_2 n_2 < 0$ или декомпрессию при $\beta_2 n_2 > 0$. Это связано с тем, что импульс, имеющий колоколообразный амплитудный профиль, например гауссовский, приобретает в среде с $n_2 > 0$ отрицательную частотную модуляцию. Такой импульс, как было показано выше, самосжимается при аномальной дисперсии групповой скорости, то есть при $\beta_2 n_2 < 0$. (При положительном знаке произведения коэффициентов нелинейности и дисперсии групповой скорости развивается декомпрессия.) С помощью эффекта самокомпрессии в экспериментах с 30-пикосекундными импульсами был достигнут коэффициент сжатия 110 в волоконном световоде длиной 250 м. При использовании двух компрессоров было осуществлено 5000-кратное сжатие импульса, имевшего начальную длительность 90 пс.

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Одной из главных задач на пути широкого применения сверхкоротких импульсов света стала разработка принципиально новых методов измерения длительностей с пикосекундным и фемтосекундным разрешением. Техника измерения, использующая фотодетекторы и осциллографы, оказалась пригодной только для наносекундных импульсов. И здесь на помощь экспериментаторам пришли нелинейные оптические явления, протекание которых зависит от интенсивности волны. К ним, в частности, относятся генерация второй гармоники (ГВГ) и двухфотонная люминесценция (ДФЛ) при пересечении двух световых пучков. Исходя из размера области пересечения пучков и скорости света находится длительность импульса излучения.

В методе ДФЛ световой пучок разделяется стеклянной пластиной на два пучка равной интенсивности (рис. 4). Эти пучки после отражения от зеркал направляются с разных сторон в кювету с органическим красителем. Причем подбирается такой краситель, чтобы молекулы возбуждались двумя квантами света (двухфотонный резонанс). Возбужденные молекулы отдают запасенную энергию, излучая видимый свет. Яркость люминесценции оказывается пропорциональной интенсивности световых импульсов. В результате этого в кювете наблюдаются

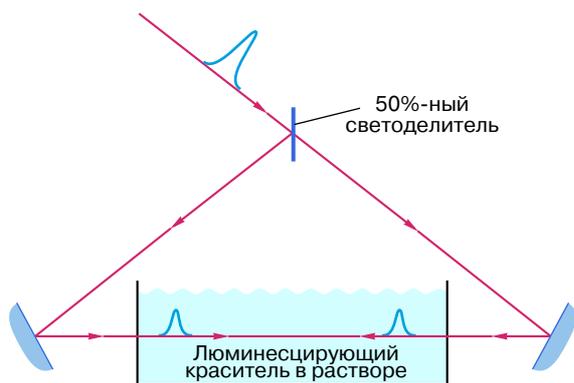


Рис. 4. Схема измерения длительности сверхкороткого оптического импульса методом двухфотонной люминесценции

светящиеся треки, которые можно сфотографировать. В месте встречи двух импульсов, распространяющихся в кювете навстречу друг другу, интенсивность света в два раза больше и, следовательно, свечение красителя сильнее, чем от одиночного импульса. Исследование распределения яркости люминесценции вдоль трека позволяет определить длительность светового импульса. При регистрации пикосекундного импульса ярко светящаяся центральная область имеет протяженность порядка десятых долей миллиметра.

Другим широко используемым методом измерения является ГВГ. Генерация гармоники происходит в оптическом кристалле с квадратичной нелинейностью при взаимодействии двух пучков разной поляризации (обыкновенной и необыкновенной). При ГВГ идет слияние квантов двух волн с образованием квантов удвоенной энергии. Другими словами, две волны одной частоты ω возбуждают волну второй гармоники на частоте 2ω . Амплитуда второй гармоники пропорциональна коэффициенту нелинейности кристалла, его толщине и произведению амплитуд падающих волн основной частоты. Если перейти к коротким оптическим импульсам, то вторая гармоника будет возбуждаться только в месте их пересечения. Отсутствие пьедестала, характерного для метода ДФЛ, значительно улучшает контрастность фотографии. В методе ГВГ информацию о временном профиле светового импульса получают сдвигая во времени две его части относительно друг друга. Так как при этом меняется степень перекрытия взаимодействующих импульсов (а ей пропорциональна энергия импульса второй гармоники), то зависимость энергии ВГ от времени задержки позволяет определить основные параметры сверхкороткого лазерного импульса, включая его длительность.

Кроме рассмотренных методов ДФЛ и ГВГ для измерения сверхмалых длительностей существуют и другие, более сложные способы анализа времен-

ной амплитудной и фазовой модуляции оптических импульсов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, современная техника получения световых импульсов с длительностью от сотен пикосекунд до нескольких фемтосекунд и методика измерения временных процессов с таким же разрешением позволяют исследовать быстропротекающие процессы в физике, химии, биологии и других областях науки и техники. В их числе можно назвать изучение релаксации энергии и дефазировки возбуждения молекул, исследование миграции электронов в биологических процессах (например, при фотосинтезе), создание сверхсильных полей с напряженностью светового поля выше внутриатомного, генерацию сверхкоротких рентгеновских и акустических импульсов при воздействии на вещество лазерных импульсов. Следует также отметить применение сверхкоротких световых импульсов в межконтинентальной оптоволоконной связи, а также в системах обработки и хранения информации. Наконец, в самое последнее время началось освоение атосекундного диапазона (10^{-18} с) с помощью формирования полуволновых или полупериодных импульсов, реализующих принципиальный предел минимальной длительности. Такие импульсы содержат всего один всплеск электромагнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сверхкороткие световые импульсы / Пер. с англ. под ред. С.А. Ахманова. М.: Мир, 1981. 480 с.
2. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
3. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 324 с.
4. Сухоруков А.П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 5. С. 85.

* * *

Анатолий Петрович Сухоруков, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой радиофизики физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Лауреат Ленинской и Государственной премий СССР. Область научных интересов: теория нелинейных волновых процессов, физика и применение микроволн, когерентная и нелинейная оптика, лазерная физика и нелинейная акустика. Автор более 200 научных работ, в том числе трех монографий и одного учебного пособия.