

времени изморяются спектральные характеристики, несущие информацию о ходе релаксации вещества в первонач. состоянии или фотопревращениях в нём.

Получение СКИ пико- и фемтосекундной длительности позволило перейти к изучению динамич. картины быстропротекающих процессов, имеющих важное значение практически для всех областей знания. К таким процессам относятся релаксация колебат. и электронного возбуждений, внутр. движение молекул, элементарные стадии хим. реакций, релаксация фотовозбуждённых электронов в полупроводниках, первичные стадии преобразования света в фотосинтезирующих и зрительных пигментах и др. [1, 2]. Исследования этих временных явлений — активно развивающаяся область науки, имеющая междисциплинарный характер.

**Генерация сверхкоротких импульсов.** Для генерации СКИ в лазерах используют процесс синхронизации продольных мод резонатора лазера. Для синхронизации мод применяются пассивные и активные методы связывания фаз продольных мод лазера. При одинаковой фазе, навязанной всем продольным модам лазера, синфазное сложение амплитуд электрич. полей приводит к генерации СКИ, длительность к-рых ограничена шириной спектра генерации. В неодиимовых лазерах, к-рые обычно используют в Ф. с., достигается генерация СКИ длительностью  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  с при помещении в оптич. резонатор лазера насыщающихся органич. красителей — для пассивной синхронизации мод, а также акустооптич. и эл.-оптич. модуляторов света — для активной синхронизации мод. В методе активной синхронизации мод сфазирование отдельных продольных мод осуществляется с помощью помещаемого внутрь резонатора модулятора для управления потерями резонатора внеш. периодич. сигналом с частотой, равной или кратной частотному интервалу между продольными модами резонатора лазера [3].

Для образования импульсов фемтосекундной длительности необходима синфазная генерация большого числа продольных мод лазера, что обеспечивают молекулы органич. красителей с шириной полосы усиления более  $3 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup> и высоким квантовым выходом. Для получения перестраиваемых по частоте импульсов длительностью  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  с используются лазеры на красителях с синхронной накачкой излучением др. пикосекундного лазера. В этом случае синхронизация мод лазера осуществляется путём модуляции усиления. Если оптич. длина резонатора лазера на красителе совпадает с длиной резонатора лазера накачки, то каждый импульс накачки будет попадать в активную среду одновременно с импульсом лазера на красителе, обогатившим резонатор, и приводить к наибольшему усилению максимума импульса. В результате многократных проходов по резонатору происходит значит. рост максимума, приводящий к уменьшению длительности импульса света, генерируемого лазером на красителе. Использование метода синхронной накачки позволяет получать импульсы в  $10^2$ — $10^3$  раз более короткие, чем длительность импульсов лазера накачки.

Одним из наиб. эффективных лазерных устройств для генерации импульсов короче 100 фс является лазер на красителе со сталкивающимися импульсами [3]. В этой схеме применяется столкновение встречных СКИ в нелинейном быстрорелаксирующем поглотителе, к-рый обеспечивает взаимное сжатие импульсов за счёт совместного просветления поглотителя. Длительность импульсов, к-рые могут генерироваться в таком лазере, составляет 20—30 фс, при условии компенсации дисперсии групповой скорости (такая дисперсия определяется наличием в резонаторе зеркал, активной среды и насыщающегося поглотителя и приводит к уширению импульса) путём помещения в резонатор пары призм, к-рая при определённой их установке может давать отрицат. дисперсию.

**Метод компрессии.** Генерация оптич. импульсов предельно короткой длительности этим методом осуществляется в два этапа [4]. На первой стадии на импульс накладывается т. н. чирп — сдвиг частоты, изменяющийся вдоль временного профиля импульса. Чирп возникает, когда интен-

сивный оптич. импульс проходит через нелинейную среду, показатель преломления к-рой  $n$  изменяется под действием электрич. поля  $E$  световой волны вследствие оптич. Керра эффекта:

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle$$

( $n_0$  — показатель преломления среды без учёта нелинейности её взаимодействия с излучением,  $n_2$  — нелинейная добавка к показателю преломления среды). Под действием поля  $E$  фаза  $\varphi$  оптич. импульса света частоты  $\omega$  изменяется, и при прохождении светом расстояния  $z$  это изменение

$$\delta\varphi \approx n_2 \langle E^2 \rangle \frac{\omega z}{c}$$

При быстром возрастании интенсивности импульса на его переднем фронте фаза изменяется во времени. Т. к. фаза связана с частотой, то происходит со временем изменяющийся сдвиг частоты, к-рый накладывается на несущую (основную) частоту импульса. Когда интенсивность импульса падает, сдвиг частоты направлен в противоположную сторону. Изменение частоты  $\delta\omega$  приближённо определяют выражением

$$\delta\omega \approx \frac{\omega n_2}{c} \frac{d \langle E^2(t) \rangle}{dt}$$

Для реализации чирпа идеально подходят волоконные световоды, в них сохраняется профиль пучка, а нелинейность достаточно высока для достижения чирпа без оптич. пробоя материала. При распространении импульса по световоду его спектр уширяется на величину, гораздо большую обратной величины его первонач. длительности.

Второй этап компрессии — сжатие импульса, на к-рый наложен чирп. На этой стадии импульс проходит через дисперсионную линию задержки, состоящую из пары установленных параллельно друг другу дифракционных решёток. При этом излучению каждой частоты соответствуют определ. угол дифракции и своя оптич. длина пути — она увеличивается с уменьшением  $\omega$ . Подбором угла падения пучка на решёточную пару можно добиться условий, при к-рых в одном из дифракционных максимумов оптич. задержка переднего фронта импульса (с меньшей частотой) будет больше, чем задержка его заднего фронта (с большей за счёт чирпа частотой); в результате импульс на выходе решёточной пары будет скомпенсирован во времени. С помощью компрессии получены оптич. импульсы короче 10 фс; достигнутая мин. длительность 6 фс (1987) близка к фундам. пределу (2—3 фс), соответствующему одному световому периоду.

**Методы измерения длительности импульсов.** Для измерения фемтосекундной длительности импульсов используют корреляц. методы, хорошо развитые ранее в радиотехнике. Для измерения автокорреляц. ф-ции  $G(\tau)$  сигнала  $I(t)$  его задерживают, в нелинейном устройстве перемножают и далее интегрируют. Широко распространена схема нелинейно-оптич. коррелятора [1], где в качестве блока задержки применяется призма полного внутр. отражения, устанавливаемая на перемещаемом столе. Перемножение оптич. сигнала происходит в нелинейном кристалле, ориентированном для неколлинеарной генерации второй гармоники (см. Фазовый синхронизм). При этом интегрирующий сигнал фотоприёмника измеряет автокорреляц. ф-цию интенсивности второго порядка:

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt.$$

Наиб. распространение в Ф. с. получила дифференциальная адсорбционная спектроскопия, использующая два последовательно поступающих импульса. Первый из них — возбуждающий — инициирует изменения в образце, а второй — зондирующий — применяется для определения изменений, возникающих в спектрах поглощения (см. Активная лазерная спектроскопия).

Для измерения временной зависимости изменений поглощения света образцом время задержки  $\tau$  между импуль-