



СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ „Св. Климент Охридски”

ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ

КАТЕДРА КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНИКА

**Получаване и измерване на лазерни
импулси с фемтосекундна
продължителност**

Обзор

д-р Николай Димитров

1. Увод	1
2. Понятие за фемтосекунден светлинен импулс.	4
2.1 Комплексно представяне на полето.	4
2.2 Характеристики на светлинни импулси.	5
3. Методи за генерация на лазерни импулси.	6
4. Дисперсия.	10
5. Методи за компресия на fs импулси.	11
6. Методи за измерване на свръхкъси светлинни импулси.	13
6.1 Корелация.	14
6.2 Интензитетна автокорелация.	15
6.3 Интерферометрична автокорелация от втори порядък (ИАК, IAC).	16
6.4 Техника FROG (Frequency Resolved Optical Gating).	18
6.5 Техника GRENOUILLE.	20
6.6 Техника SPIDER (Spectral Phase Interferometry for DirectElectric Field Reconstruction).	23
7. Заключение	25

1. Увод

По определение лазерът представлява квантов усилвател на собствен шум. В настоящият текст няма да разглеждаме принципа на работа на една лазерна система, а накратко ще обърнем внимание как се получават и измерват свръхкъси светлинни импулси. Нека да припомним, че в общи линии всеки лазер се състои от три основни елемента:

- резонатор – набор от оптични елементи, най-често огледала, лещи, призми, който осигурява формирането на лазерния сноп/импулс в пространството и времето. В него се формират така наречените модове, представляващи стационарни разпределения на електромагнитното поле. Всеки резонатор допуска зараждането на определен набор от модове. В този смисъл той има честотно селективни свъйства.

- Активен елемент (АЕ, активна среда) – твърдо, течно, газообразно или в състояние на плазма (газов разряд) вещество, което, след като в него бъде вложена енергия, т.е. бъде възбудено, благодарение на квантовомеханичните и оптичните си свойства може да излъчва определени типове фотони.

- Напомпване – възможно е светлинно или електрическо, като то осигурява възбуждането на АЕ.

Получаването на свръхкъси лазерни импулси е изключително предизвикателство поради многото специфични проблеми и желани приложения, които те могат да имат. Причината лазерното лъчение да бъде незаменимо в практиката се основава на добрата му пространствена и времева структура. Ако работим с импулси чиято продължителност във времето е десетки фемтосекунди ние притежаваме изключително висока времева разделителна способност. Дори енергията на един такъв импулс да не е значителна ($\sim 5\text{ nJ}$), поради това че той е свръхкъс, пиковата интензивност във фокусирания сноп може да достигне GW/cm^2 дори без усилване. За да накараме една лазерна система, притежаваща нужните компоненти, да генерира подобно лъчение, тя трябва да бъде прецизно настроена.

2. Понятие за фемтосекунден светлинен импулс.

2.1 Комплексно представяне на полето.

Нека да имаме реалното поле $E(t)$, представляващо светлинен импулс във времето и в пространството. Да ограничим нашето разглеждане само във времевата област, т.е. $E(t) = E(t)$ (0-1). От практическа гледна точка е удобно полето да бъде записано в комплексен вид. Въвеждаме комплексен спектър на импулса посредством Фурие-преобразуване (ФП) [1]

$$\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = |E(\omega)|e^{i\phi(\omega)}, \quad (1)$$

където $|E(\omega)|$ е спектралната амплитуда, а $\phi(\omega)$ - спектралната фаза. Тук и напред, с тук ще бъдат отбелязвани комплексните величини.

Ако наложим някои физични ограничения и искаме да съществуват само положителни честоти, можем да запишем спектралната амплитуда $\tilde{E}(\omega)$, като тя бъде разпределена в честотен интервал $\Delta\omega$ около носеща честота ω_1 , при $\Delta\omega \ll \omega_1$. Тогава за времево представяне можем да запишем

$$\tilde{E}(t) = \frac{1}{2} E(t)e^{i\phi_0}e^{i\phi(t)}e^{i\omega_1 t} = \frac{1}{2} \tilde{E}(t)e^{i\omega_1 t}, \quad (2)$$

където

$E(t)$ – реална обвивка на амплитудата на полето,

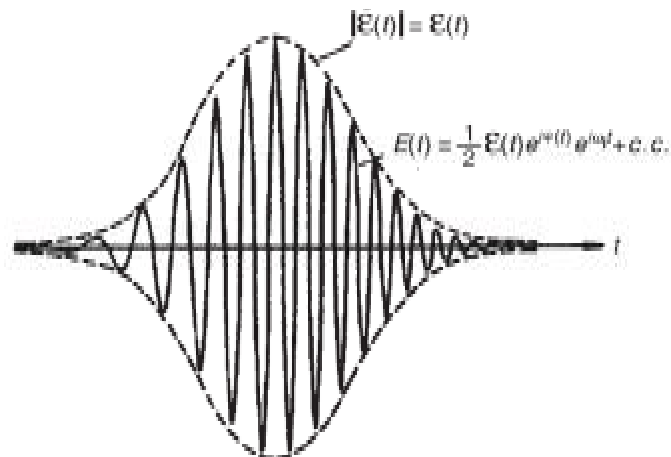
$\phi(t)$ - фаза, зависеща от времето,

$\tilde{E}(t)$ - комплексна обвивка на полето,

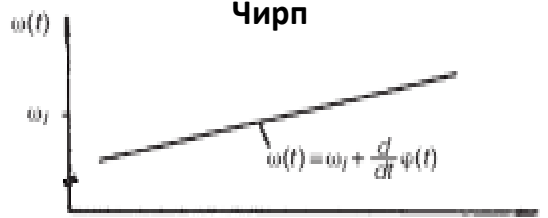
ϕ_0 - константна фаза, която често може да бъде пренебрегната.

Интерпретацията на полето (2) като такава с носеща честота е уместна, когато $\Delta\omega \ll \omega_1$! Честотата ω_1 може да не е константа и да зависи от времето, т.е. да изменя своята стойност в рамките на импулса, това се дължи на явленията дисперсия. Тогава импулсът е честотно модулиран (или фазово модулиран), на жаргон казваме, че импулса има чирп.

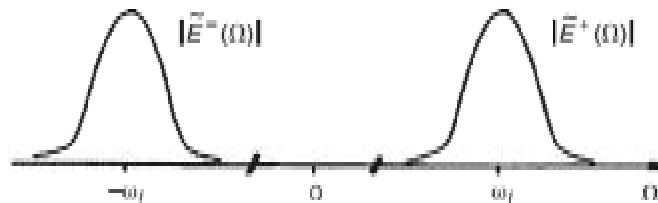
Електрично поле



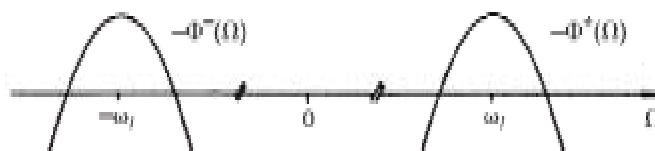
Чирп



Спектрална амплитуда



Спектрална фаза



Фиг.1 Обща представа за импулс с фазова модулация. От горе надолу: електрично поле; времева зависимост на носещата честота; спектрална амплитуда; спектрална фаза.

2.2 Характеристики на светлинните импулси.

Невъзможността за директно измерване, поради факта, че времевите интервали са прекалено кратки (fs), налага формата на свръхкъсите светлинни импулси да бъде

избирана/предполагана измежду набор възможни, добре изучени, функции. Една от най-употребяваните е Гаусовата. Тя, във времето, може да се запише като

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{\tau_0^2}} \quad (3)$$

Тук величината τ_0 представлява времевата полуширина на Гаусовия импулс на ниво $1/e$ от максималната стойност на полето. Често в практиката се използва τ_{FWHM} - пълната ширина на полувисочина (FWHM), като е налице

връзката $\tau_0 = \frac{\tau_{FWHM}}{\sqrt{2 \ln 2}}$. Съществуват, разбира се, и други удобни за аналитични пресмятания форми на импулсите. Интензитет във времето на тези импулси ще наричаме величината $I(t) = Q_I |E(t)|^2$, а спектрален интензитет - величината $S(\omega) = Q_S |E(\omega)|^2$. За удобство ще приемем константите Q_I и Q_S да имат стойност единица и размерност $\frac{C}{V \cdot s}$. Тоест, ще записваме $I(t) = |E(t)|^2$ и $S(\omega) = |E(\omega)|^2$.

Както вече бе казано, има взаимовръзка между спектралното и времевото представяне на импулсите чрез Фурие-трансформация. Това означава, че времевата продължителност τ_{FWHM} и спектралната ширина $\Delta\omega_{FWHM}$ (на полувисочина, FWHM) на един импулс зависят една от друга. Съществува минимална стойност на произведението от двете [1]

$$\tau_{FWHM} \Delta\omega_{FWHM} \geq 2\pi c v, \quad (4)$$

при предположена конкретната форма на импулса. Когато в (4) се достигне равенство означава, че липсват фазова модулация, т.е. сме успели да генерираме/компресиране пределно късият във времето импулс за дадения спектър. Той се нарича **трансформационно ограничен импулс**.

3. Методи за генерация на лазерни импулси.

- Свободна генерация.

В този режим на генерация модовете на резонатора осцилират независимо и имат случайна фаза. Това води до появата на случайно разпределени по интензивност и

положение пикове в рамките на един светлинен импулс, имащ продължителност от порядъка на 0.2 ns до 20ns [2].

- Модулация на доброкачествеността (Q – модулация).

При този метод вредните загуби в резонатора изкуствено се задържат високи и така се натрупва инверсна населеност без достигане на прага на генерация (запасява се енергия). В даден момент допълнителните загуби се премахват и благодарение на свръхзапасената енергия лазерът генерира мощен (“гигантски”) импулс. Получените импулси са единични пикове, с времева продължителност в интервала: 10 – 30ns [2].

- Режим на синхронизация на модовете (PCM).

Този е най-интересният режим от гледна точка на свръхкъсите лазерни импулси. Нека да опишем механизма на синхронизация на модовете [3]. Той се основава на факта, че лазерите имат способността да генерират многочестотно лъчение дори в режим на излъчване на един напречен (Гаусов) мод. Това лъчение е надлъжно многомодово и, в този смисъл, многочестотно. Допустимите честоти на генерация се определят от структурата на резонатора. Може да се генерират само тези, за които е изпълнено граничното условие

$$m \frac{\lambda}{2} = L, \quad (5)$$

където m е цяло число, λ е дължината на вълната на мода, а L е дължината на резонатора. За разстоянието между два съседни мода се получава

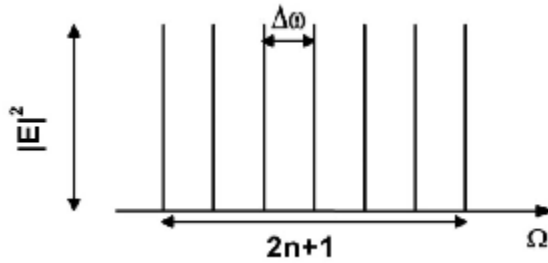
$$\Delta \nu = \frac{c}{2L}. \quad (6)$$

От всички вълни, удовлетворяващи горното изискване, се генерират само онези, които попадат в контура на усилване на активната среда, и нивото на усилването им е по-високо от това на загубите в резонатора. При свободната генерация споменахме за случайния характер на фазата при възникване на даден мод, който се заражда независимо от останалите. Идеята при синхронизирането на модовете [2,3] е, в точка от обема на резонатора модовете да бъдат фазово съгласувани

$$\varphi_i - \varphi_{i+1} = \varphi = \text{const.} \quad (7)$$

Това е възможно, тъй като разпределението на полето в резонатора е суперпозиция от полетата на всички генерирани модове. Можем да изискаме удовлетворяване на условие за конструктивна интерференция в точка от резонатора и деструктивна интерференция навсякъде другаде.

Нека да разгледаме опростен модел, в който съществуват $2n+1$ фазово съгласувани мода с еднаква амплитуда, честота на централния мод ω_1 и разстояние помежду им $\Delta\omega$:



Фиг.2 Разпределение на амплитудата на модовете в резонатора по честоти. При направените предположения интензитетът на полето в произволна точка е

$$\tilde{E}(t) = \sum_{q=-n}^n \varepsilon_q(t) e^{iq\varphi} e^{i(\omega_1 + q\Delta\omega)t} \quad (8)$$

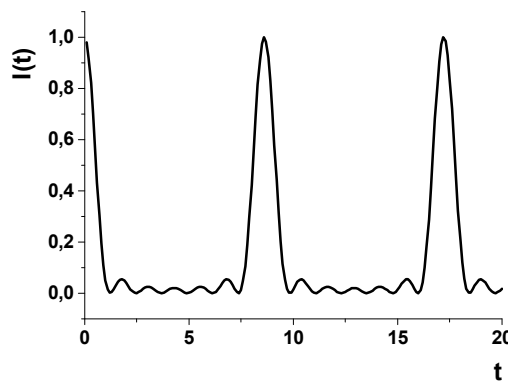
След сумирането на реда се получава

$$\tilde{E}(t) = \varepsilon(t) e^{i\omega_1 t} = \varepsilon_0 \frac{\sin \left[\frac{(2n+1)(\Delta\omega t + \varphi)}{2} \right]}{\sin \left[\frac{\Delta\omega t + \varphi}{2} \right]} e^{i\omega_1 t}. \quad (9)$$

Вижда се, че $\tilde{E}(t)$ е периодична функция, осцилираща с честотата на централния мод, допълнително модулирана от $\varepsilon(t)$ - „обвивката“ на полето. Обвивката на интензитета, т.е. на наблюдаемата величина, има следния вид

$$I(t) = \varepsilon_0^2 \frac{\sin^2 \left[\frac{(2n+1)(\Delta\omega t + \varphi)}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{\Delta\omega t + \varphi}{2} \right]} \quad (10)$$

Например ако имаме 7 синхронизирани мода ($2n+1=N=7$), амплитудата на полето $I(t)$ графично изглежда така



Фиг.3 Обвивка на интензитета, получена при синхронизация на 7 мода.

За времето между два импулса получаваме, че то съответства на времето за двоен проход на лъчението през резонатора на лазера

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2L}{c}, \quad (11)$$

а продължителността на импулса (измервана например на ниво 1/2) е обратно пропорционална на ширината на спектъра на генерираното лъчение:

$$\tau_{FWHM} \approx \frac{1}{\Delta\omega_{FWHM}} \quad (12)$$

Съществуват два подхода за реализация на по-горе описаната картина - т.нар. *активна* и *пасивна* синхронизации на модовете. И двата се основават на допълнителна амплитудна или фазова модулация на лазерното лъчение с честота, отговаряща на междумодовото разстояние $\Delta\nu$. Така целенасочено се генерират симетрични сателитни компоненти на централния мод, преди те да възникнат случайно. Разграничаването на активна и пасивна синхронизация е обосновано в смисъл, че при активната модулирането се прави с външен активен сигнал (с помощта на електрически управляемо устройство, най-често - акустооптичен или електрооптичен модулатор). При пасивната синхронизация модулаторът може да бъде достатъчно бързо просветляващо се багрило, което не управляваме пряко, но което бързо достига до режим на насищане на поглъщането и релаксира обратно.

PCM чрез ефект на Кер.

Нека започнем нашето разглеждане с кратко обяснение на оптичния ефект на Кер. Той представлява нелинеен процес от трети порядък, при който показателят на пречупване на средата се променя при облъчване с високоинтензивни оптични полета. Промяната се описва именно със зависимостта

$$n(I) = n_0 + n_2 I. \quad (13)$$

Т.е. когато през средата преминава светлинен импулс с някакво разпределение на интензивността, колкото по-интензивна е дадена област от импулса, толкова по-висок локален показател на пречупване ще има тя (при $n_2 > 0$). Нека да имаме Гаусов импулс

$$I(t) = I_0 e^{-2\frac{t^2}{\tau_a^2}}. \quad (14)$$

Промяната в показателя на пречупване води до т.нар. фазова самомодулация, която се изразява по два начина:

- чрез ефект на самофокусиране – „забавяне“ на високоинтензивния център на импулса/снопа в пространството спрямо периферията му. На практика действието на Керовата нелинейна среда върху импулс/сноп с такова разпределение на интензитета е аналогично на това от фокусираща тънка леща (или на дефокусираща - при $n_2 < 0$).

- чрез обогатяване на спектъра на импулса във времето

Ще се спрем на две възможни практически реализации за синхронизация на модовете посредством ефекта на Кер [4]. Общото помежду им е селектирането на лъчението с максимален интензитет, при което лазерът самостоятелно преминава в режима на синхронизация на модовете.

Първо нека да разгледаме т.нар. синхронизация на модовете с твърда апертура. В резонатора се поставя апертура, така че само добре фокусирано лъчение да преминава през нея. При наличието на Керова леща добре фокусирано е лъчението с най – висока интензивност, а останалата (по-нискоинтензивна) част от снопа търпи силни загуби. Така, от един момент нататък, максимално интензивен импулс започва да обхожда безпрепятствено (с минимални загуби) резонатора, снемайки инверсната населеност и потискайки всички други импулси. След определен брой проходи остава един интензивен, фазовосинхронизиран импулс.

При втория подход лазерът се пуска в непрекъснат режим, след което външно въздействие довежда до произволни флуктуации в интензивността на разпространяващото се вътре в резонатора лъчение. Поради разлика в интензивностите, Керовата леща изкривява различно фазовия фронт на всеки получен пик. Когато кривината на вълновия фронт на един един от тях, съвпадне с тази на огледалата, той започва да се усилва, потискайки всички останали. Отново, след достатъчно проходи, в резонатора остава един свръхкъс импулс [5,6,7].

4. Дисперсия.

Дисперсия наричаме зависимостта на показателя на пречупване на дадена среда от дължината на вълната $n(\omega)$ (или от честотата) на взаимодействащото с нея електромагнитно лъчение. Т.е. в материални среди различните спектрални компоненти имат различна скорост на разпространение поради дисперсията ($n = n(\omega)$).

При полета, съставени от много спектрални компоненти (модове), каквито са свръхкъсите светлинни импулси, това довежда до групово закъснение (закъснение на обвивката) на импулса и до фазово разместване на честотите (модовете) в него, от което той променя „размерите“ си във времето. Така, в общия случай, дисперсията води до нарушаване на условието за трансформационно-ограничен импулс (уравн. 4).

1. Появява се фазова модулация на носещата честота в рамките на импулса от типа

$$\omega(t) = \omega_1 + f(t). \quad (15)$$

Тази модулация води до удължаване на импулса, особено силно изразено, когато той съдържа много спектрални компоненти. Импулсът придобива чирп.

2. Поради груповото закъснение импулсът закъснява във времето, но не груповото закъснение е това, което причинява удължаването му (Фиг. 4).



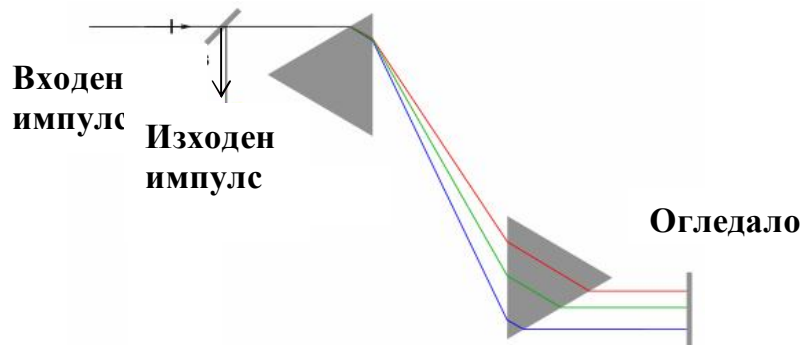
Фиг. 4 Пример за удължен и честотно модулиран импулс след преминаване през материална среда (горе); импулс във вакуум (долу).

5. Методи за компресия на fs импулси.

Наличието на оптични елементи, имащи материална дисперсия, в лазерния резонатор води до натрупване на фазови модуляции от различен порядък в генерираните импулси. (Порядъците се описват с развитие на фазата в ред по честоти около централната за спектъра.) С други думи, отделните спектрални компоненти (модове) не изминават еднакъв път вътре в системата, поради това не са точно фазово

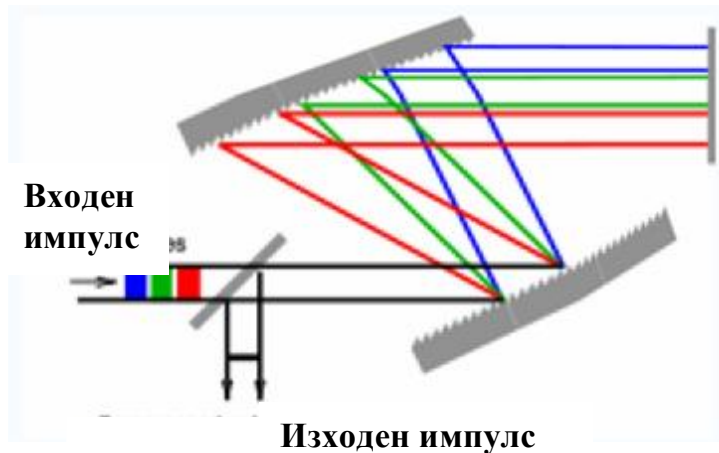
съгласувани което нарушава условието за максимум на конструктивна интерференция, и така на изхода на лазера условието за трансформационно-ограничен импулс може да не е изпълнено. Тези нежелани ефекти се елиминират чрез въвеждане на допълнителна дисперсия, но с противоположен знак на вече съществуващата. Натрупване на отрицателна дисперсия („даунчирп“), за връщане към трансформационно-ограничен импулс, се получава при пускане на снопа през компресор. Системи за компресия на лазерни импулси могат да бъдат конструирани например на база двойка подходящо ориентирани призми или дифракционни решетки.

В случая на призми най-често се ползва двойка противоположно ориентирани призми с паралелни повърхнини, върху които падането е едновременно под ъгъл на Брюстер и под ъгъл на минимална девиация. Първата действа като ъглово диспергиращ елемент, а втората - като реколимиращ [8]. Внесената ъглова дисперсия води до отрицателна дисперсия на груповата скорост, пропорционална на разстоянието между призмите (Фиг. 5).



Фиг. 5 Примерна схема на призмен компресор, съставен от двойка призми и огледало.

Алтернативна схема може да се реализира с двойка успоредни дифракционни решетки [9,10] (Гиф. 6). Точно както при призмите, първата от тях разлага широкия спектър на късия импулс, като изпраща различните спектрални компоненти в различни ъглови направления. Така те изминават различен оптичен път до втората дифракционна решетка, която реколимира снопа в пространството.



Фиг. 6 Примерна схема на компресор, съставен от двойка дифракционни решетки и огледало.

Вместо последователности от призми [11-15] могат да се използват специално конструирани диелектрични огледала за прецизно компенсирание. Възприето е схващането [16,17], че само чирп огледалата позволяват компенсирание на по-сложни спектрални зависимости на дисперсията, за съжаление с цената на въвеждането ѝ на дискретни порции на всеки акт на отражение от огледалото.

Ако искаме допълнително да усиливаме импулси, следва да се отбележи още, че разширяването на импулса преди усилването му в твърдотелна усилваща среда [18] е важно за предотвратяване на катастрофални повреди на компонентите. При подхода за усилване на импулси с чирп (chirped pulse amplification, CPA) [18-20] късият входен импулс се разтяга във времето преди усилването, а след него се рекомпресира. Ползването на разширител (stretcher) може да се избегне [21], ако в процеса на усилването се натрупа достатъчна дисперсия, която да предотврати самофокусирането.

6. Методи за измерване на свръхкъси светлинни импулси.

Поради кратките времеви интервали във фемтосекундната област, не бихме могли да използваме стандартна апаратура за визуализиране и изследване на светлинните импулси. Принудени сме да работим с косвени, корелационни измерителни техники, разчитащи на интерферометрия, нелинеен процес и математически апарат.

6.1 Корелация.

Корелационните техники са единствените, приложими за измерване на продължителностите на суб-пикосекундни импулси [1].

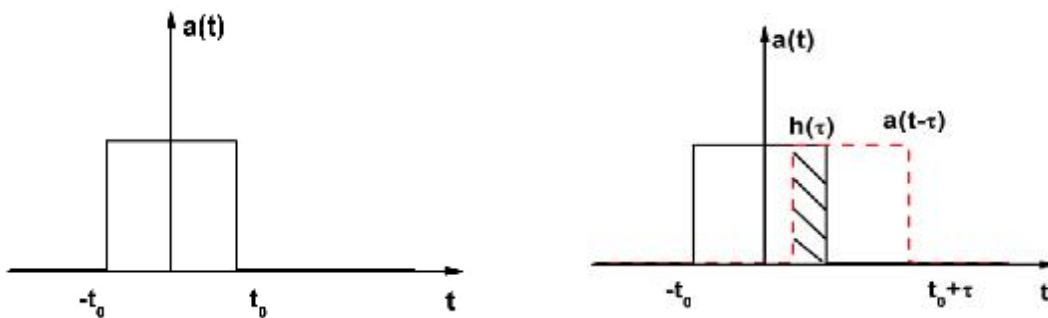
Пресмятането на подобността на две функции се извършва чрез корелационен интеграл [7], а получената от него функция наричаме корелационна функция – $B(\tau)$. Ако искаме да сравним $a(t)$ и $b(t)$, които са различни функции на t , интегралът се нарича кроскорелационна функция

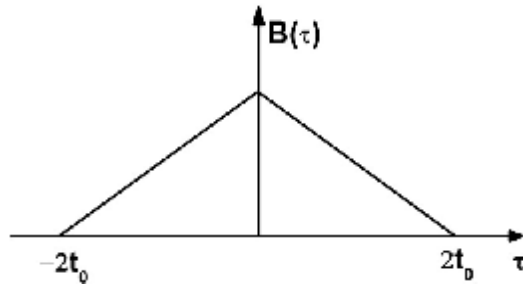
$$B(\tau) = a(t) \otimes b(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t)b^*(t - \tau)dt \quad (16)$$

Полезно би било $B(\tau)$ да се нормира

$$B(\tau) = a(t) \otimes b(t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} a(t)b^*(t - \tau)dt}{[\int_{-\infty}^{\infty} a(t)a^*(t)dt]^{1/2}[\int_{-\infty}^{\infty} b(t)b^*(t)dt]^{1/2}} \quad (17)$$

Подобен тип нормировка позволява сравняване на две отделни корелационни функции. Ако $a(t)$ и $b(t)$ са светлинни вълни, знаменателят представлява средната енергия на всяка от тях. Физическият смисъл на корелацията е, получаване на областта на припокриване между двете функции, за различни стойности на закъснението τ . Получаването на пълния набор от стойности, заемани от $B(\tau)$ е равносилно на приплъзване на едната функция по оста t и интегриране на всяка стъпка τ . Ако $a(t)$ и $b(t)$ се еднакви, интегралът се нарича автокорелационна функция. Графичен пример за автокорелация на правоъгълна функция е посочен по – долу (Фиг. 7).





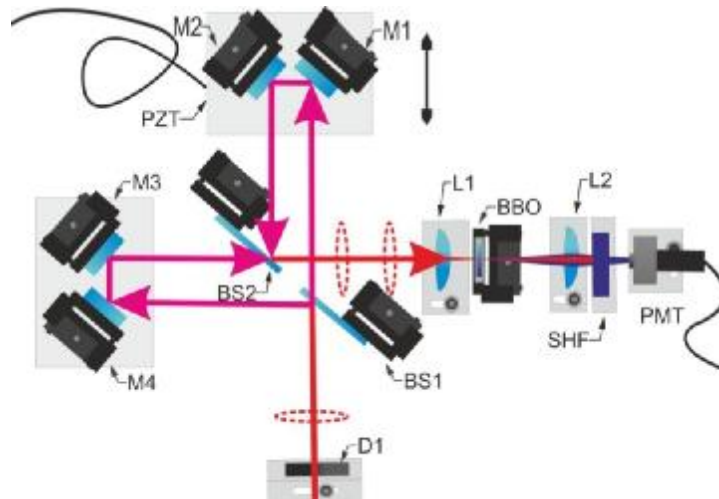
Фиг. 7 Автокорелация на правоъгълна функция – $a(t)$.

6.2 Интензитетна автокорелация.

Интензитетната автокорелация е бърз и несложен метод за измерване на свръхкъси светлинни импулси. Тя, както всички корелационни техники, се основава на сравнение на импулса, който искаме да измерим, с негово копие. Реализирането ѝ често се прави с автокорелатор (Фиг. 8), базиран на интерферометъра на Майкелсон с четири огледала M1...M4 и два светоделителя BS1, BS2, леща L1, нелинеен кристал за генериране на втора хармонична (удвояване на честотата) на основното лъчение (напр. ВВО) и подходящ детектор (напр. фотоелектронен умножител, РМТ). Интерферометъра се настройва така, че сноповете от двете му рамена да се пресичат под ъгъл в ВВО-кристала. Така, в условия на неколинеарна генерация на втора хармонична, по ъглополовящата на ъгъла между двата снопа в детектора попада сигнал [1]

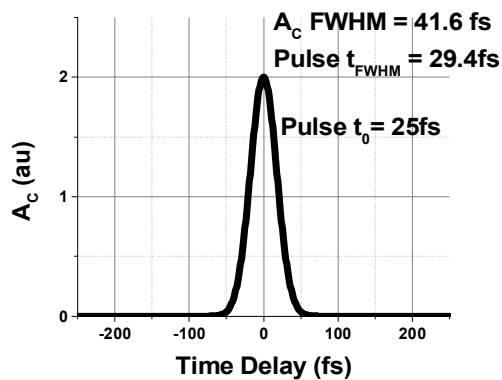
$$A_c(\tau_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t - \tau_d)I(t) dt \quad (18)$$

$A_c(\tau_d)$ се нарича **безфонова интензитетна автокорелация** и зависи от закъснението τ_d (припокриването) на импулсите от всяко рамо, съответно $I(t - \tau_d)$ è $I(t)$ (зададени по интензитет).



Фиг. 8 Автокорелатор за получаване на интерферометрична автокорелация от втори порядък. M1...M4 огледала, BS1, BS2 – светоделители (45°), L1, L2 - леци и PMT-фотоелектронен умножител, PZT – транслационна пиезо-масичка, BBO – нелинеен кристал за генериране на втора хармонична, SHF – филтър за втора хармонична.

Поради това, че функцията $A_c(\tau_d)$ е симетрична (Фиг. 9), тя не носи много информация за импулса [1]. Множество различни импулси биха имали еднаква автокорелационна функция. Но при предварително предположена форма на импулса (Gauss, sech...), може да се направи оценка за продължителността му, ако ширината на кривата бъде умножена по определен коефициент. Също така методът е изключително удобен, когато искаме да разберем какво лъчение генерира лазерът, дали е просто шум или поредица от импулси.



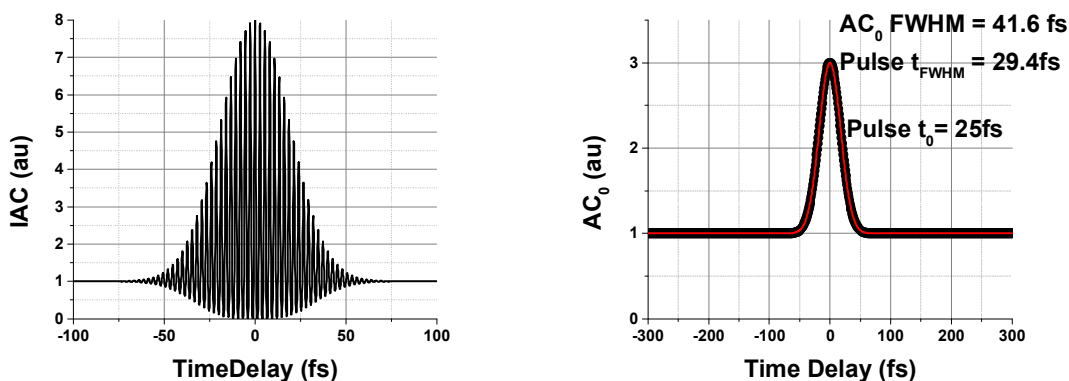
Фиг. 9 Интензитетна автокорелация на Гаусов импулс.

6.3 Интерферометрична автокорелация от втори порядък (ИАК, IAC).

- ИАК на трансформационно-ограничени импулси.

Ако настроим корелатора от Фиг. 8 така, че двата снопа в него да са съосни след втория светоделител BS2, сигналът, попадащ върху фотоумножителя, представлява интегрирана по времето втора хармонична на интерфериращите два снопа [1].

Ако бъде записана цялата корелационна функция, отношението максимум към минимум на сигнала в балансиран автокорелатор е 8:1 (Фиг. 10 ляво) и тя съдържа в себе си интензитетна автокорелация от която може да се определи продължителността на импулса (Фиг. 10 дясно). Така получената функция/сигнал $B_2(\tau_d)$ ИАК (Фиг. 10 ляво) е симетрична, но тя носи фазова информация. Можем да предполагаме форма на импулса и да намираме съответната му продължителност във времето чрез отделяне на интензитетната автокорелация. Но можем да извлечем информация и дали той е фазово модулиран [17]. Можем да оценим количествено линейния чирп [22]. Дори ако снемем спектъра, имаме възможност да намерим формата и фазата на дадения импулс чрез напасване.

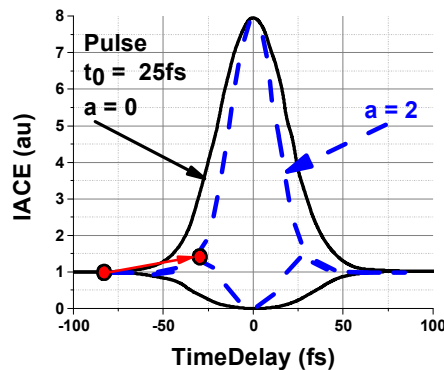


Фиг. 10 Интерферометрична автокорелация от втори порядък IAC (лява графика) и извлечената от нея чрез Фурие-преобразувания интензитетна автокорелация AC_0 (дясна графика).

- ИАК на импулси с линеен чирп.

Както вече беше казано, този тип корелация съдържа в себе си фазова информация. Когато чирпът е различен от нула, интерферометричната автокорелационна крива се деформира. Точките на съшиване между горната и долната обвивка изменят своето положение все по-нагоре и по-близо една към друга. Така средната осцилираща част на кривата бива стеснена и повдигната на пиедестал от интензитетна фонова автокорелация (Фиг. 11) [1,23] С нарастване на фазовата

модуляция под осцилиращата част отчетливо се оформя контурът на интензитетната автокорелация. Нека с IACE обозначаваме обвивките на IAC.



Фиг. 11. Обвивки на интерферометричната автокорелация (IACE) при чирп параметър $a = 0$ (непрекъсната крива) и при $a = 2$ (точки).

6.4 Техника FROG (Frequency Resolved Optical Gating).

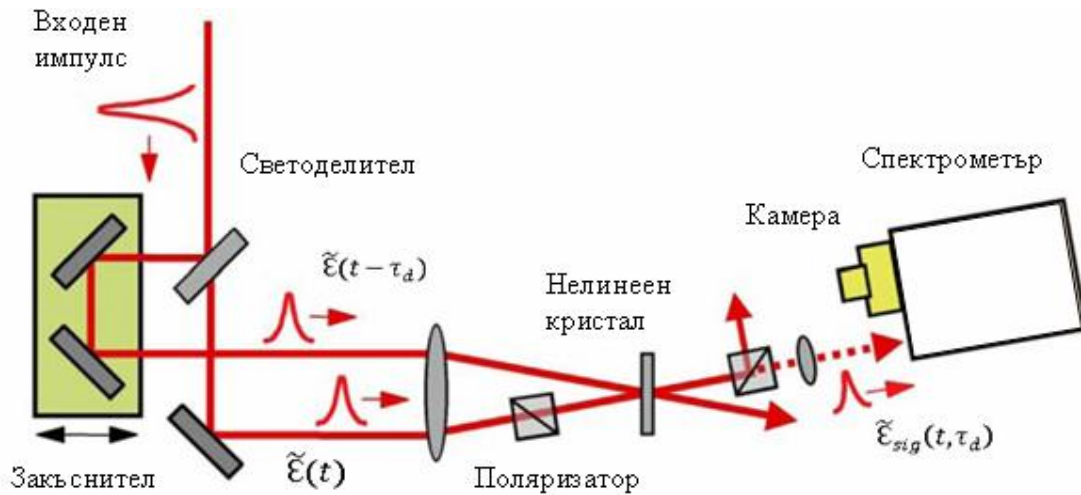
На Фиг. 12 е показана опитна постановка за реализация на техника FROG [24,25]. За да достигне до спектрометъра, импулсът, който искаме да изучим, преминава последователно през поляризатор, нелинеен кристал и анализатор. Ако не въздействаме върху кристала, детекторът не би отчел нищо на входа си. Но тук идва вторият импулс, който преминава през закъснителната линия, последвана от поляризатор под ъгъл от 45° , достига кристала и вътре в него „застъпва“ част от измервания импулс. Така областта на припокриване между двата импулса ще породи поле

$$\tilde{E}_{sig}(t, \tau_d) = \tilde{E}(t)g(t - \tau_d), \quad (19)$$

което може да премине през анализатора. (Закъснелата реплика променя свойствата на кристала). Детекторът ще регистрира спектрограма - функция закъснението и честотата

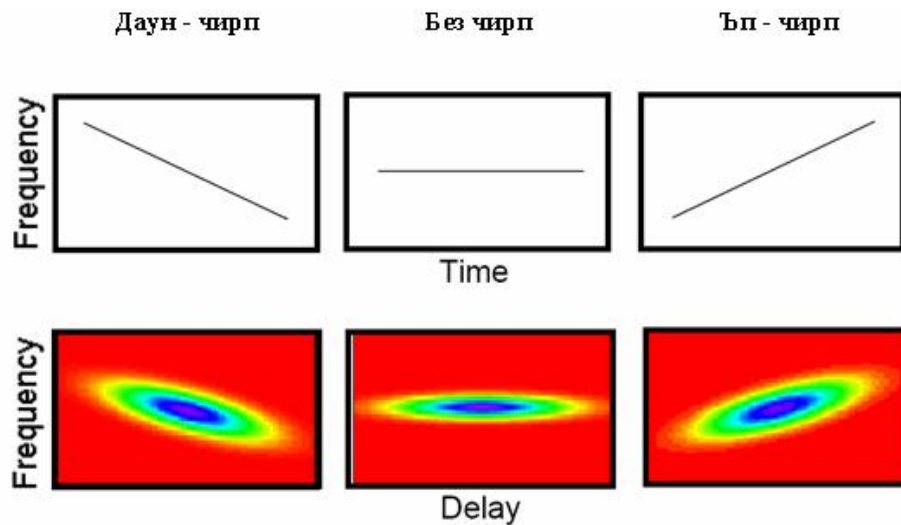
$$\Sigma_E(\Omega, \tau_d) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(t)g(t - \tau_d)e^{-i\Omega t} dt \right|^2 \quad (20)$$

където $g(t - \tau_d)$ е прозоречна функция, пропорционална на закъснелия импулс $\tilde{E}(t - \tau_d)$.



Фиг. 12 Схема за реализация на FROG

Така, образно казано, ще пропишем интересуващия ни импулс, но не с правоъгълно прозорче, а с такова, имащо по-сложна форма. На Фиг. 13 са показани фазовите диаграми на импулс без фазова модулация и при наличието на линеен чирп.



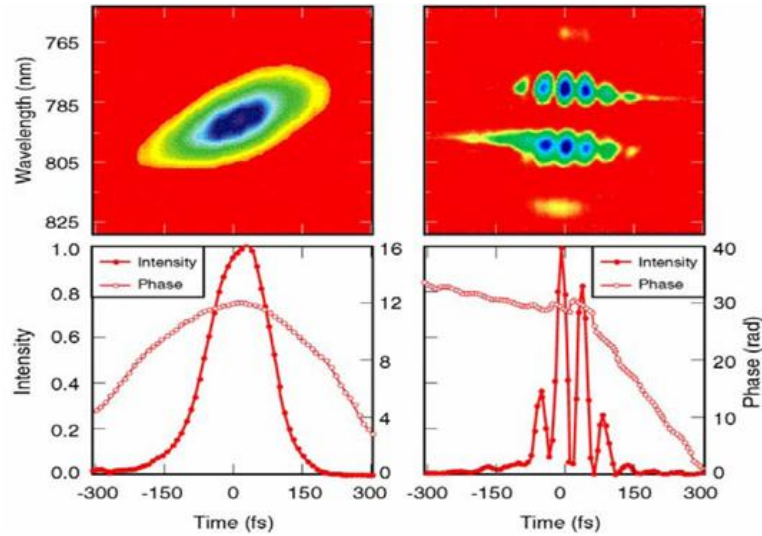
Фиг. 13 Следи от FROG-измерване на импулси с различен тип фазова модулация (долен ред) и съответната им линейна честотна модулация (горен ред).

Познаването на $\tilde{E}_{sig}(t, \tau_d)$ еднозначно определя $\tilde{E}(t)$, тъй като

$$\tilde{E}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{sig}(t, \tau_d) dt \quad (21)$$

което е равнозначно на „отваряне“ на гейта за безкрайно дълго време. Получаването на $\tilde{E}_{sig}(t, \tau_d)$ от $\Sigma_E(\Omega, \tau_d)$ не е съвсем тривиална математическа операция. За целта се взема Фурие-трансформацията от $\tilde{E}_{sig}(t, \tau_d)$ по отношение на τ_d , от където вече

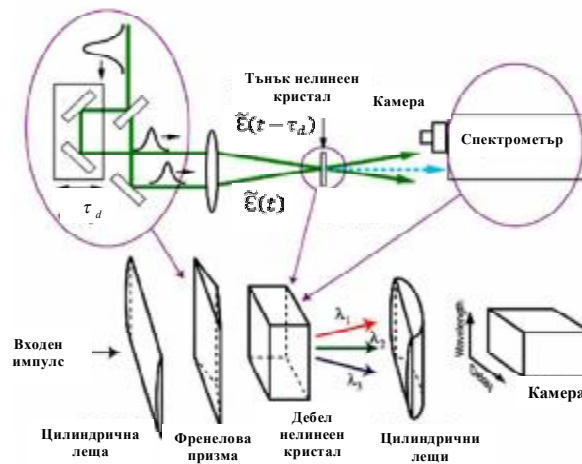
еднозначно може да бъде определено $\tilde{E}(t)$ посредством двумерно фазово възстановяване (Фиг. 14).

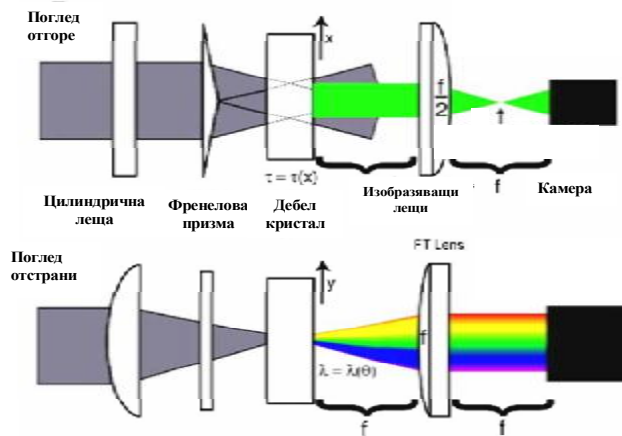


Фиг. 14 Пример за възстановени импулси на базата на FROG-диаграми. Измерване (горе), съответните им възстановени интензитет $I(t)$ и фаза на импулсите (долу).

6.5 Техника GRENOUILLE.

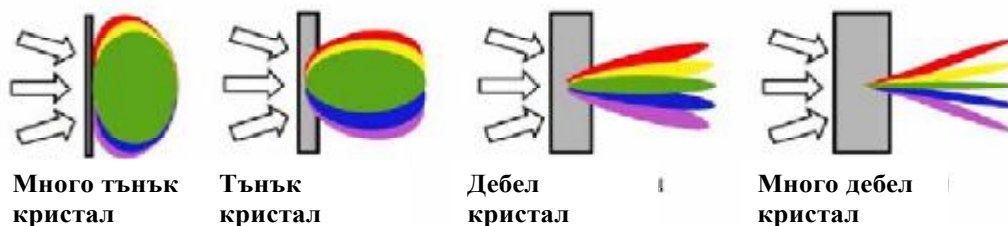
Недостатък на FROG, а и на други техники, е нуждата от тънък нелинеен кристал за по-широк честотен интервал (синхронизъм) на преобразуване на честотата на лъчението. Освен това нуждата от точна настройка за разминаване на два импулса във времето, необходимата прецизност на настройка в пространството и дори наличието на спектрометъра са неудобства. Всички тези проблеми са елегантно решени в GRENOUILLE, който, по същество, е вариант на FROG [24,25,26].





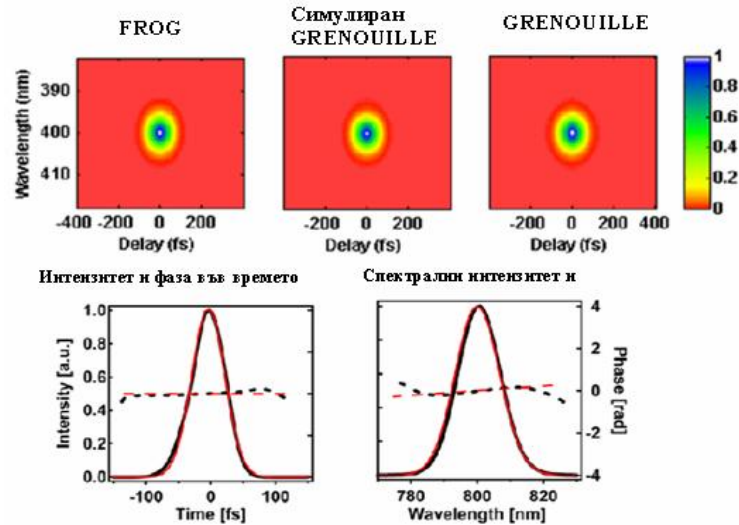
Фиг. 15 Съответни елементи на FROG и GRENOUILLE (горе). Схема на GRENOUILLE, гледано отгоре и отстрани (долу).

Целият интерферометър от FROG-схемата в GRENOUILLE бива заменен от бипризма на Френел (клин с малък ъгъл при върха), която разминава двете половини на снопа в дебел нелинеен кристал в едното направление (Фиг. 15 горе гледано отгоре). Така в рамките на кристала се генерира лъчение, представляващо автокорелационната функция, т.е. имаме мерене на единичен импулс. Гледано отстрани (Фиг. 15 долу), след преминаване през цилиндрична леща, при попадане на фокусираното лъчение върху дебеления кристал, той ще изиграе ролята на спектрален прибор, разделяйки отделните честотни компоненти по ъгъл (Фиг. 16). Така имаме спектрално разгъване на сигнала по вертикала и спектрометърът от FROG-схемата е заменен със CCD-камера.



Фиг. 16 Генерирана втора хармонична от основно лъчение с широк спектър в зависимост от дебелината на нелинейния кристал.

Диаграмите на фазата са сходни с тези от FROG и се третираат по същия начин. На Фиг. 17 е показано сравнение на следи от импулс, измерени с всяка от двете техники, и сходството между тях е налице.



Фиг. 17 Сравнени следи от FROG и GRENOUILLE (горе), възстановен от GRENOUILLE импулс $I(\omega)$ (долу).

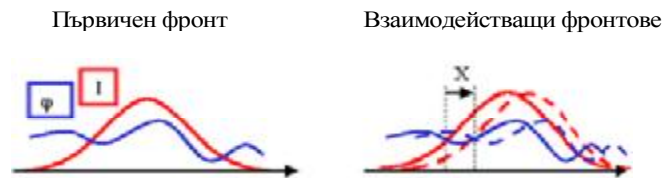
Недостатъци, разбира се, има, когато мерим свръхкъси импулси. Първо, бипризмата ще им повлияе, внасяйки фазова модулация от материална дисперсия, при това различна в зависимост от положението по сечение на снопа. След това в дебелия кристал, по същата причина, допълнително ще се натрупа чирп. Ако мерим прекалено дълги импулси, ще е нужен по-остър ъгъл на върха на Френеловия клин, за да можем да ги разминем в кристала. Това обаче би довело до значителна разлика в дисперсията от различните области на призмата, което ще влоши качеството на измерването [25].

6.6 Техника SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction).

Основата на тази техника почива на идеята за шийринг интерферометрия. Един вълнов фронт $E(x)$, от чиято структура се интересуваме, бива „срязан“ на две части. След малко пространствено отместване на едната, т.е. $E(x + \Delta x)$, те се наслагват и детекторът регистрира сигнал (Фиг. 18) [27,28,29]

$$S(x) = I(x) + I(x + \Delta x) + 2\sqrt{I(x)I(x + \Delta x)} \cos[\varphi(x) + \varphi(x + \Delta x)] \quad (22)$$

От получената интерференчна картина може да се съди за фазовата разлика между двете реплики, а от там и за фазата на първичния фронт.



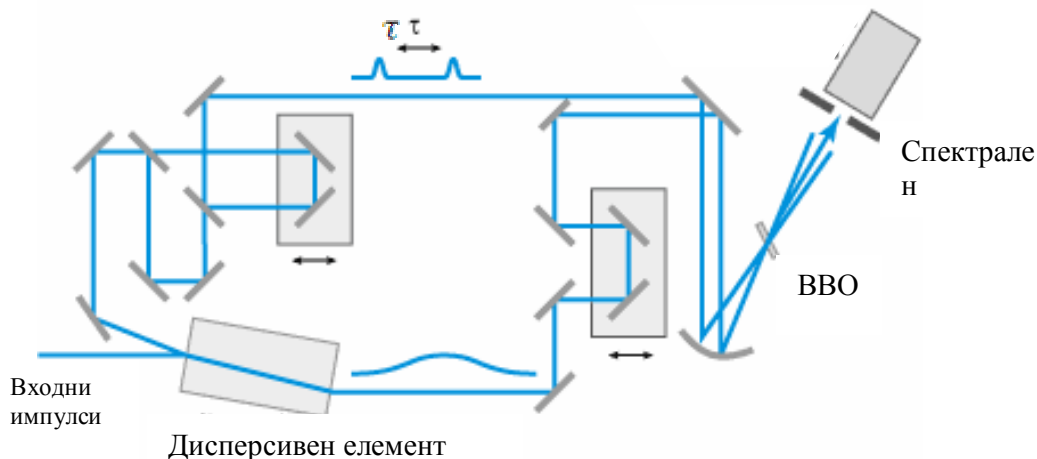
Фиг. 18. Пример за шийринг в пространството.

По аналогия, вместо в пространството, можем да направим същото в честотната област

$$S(\omega) = I(\omega) + I(\omega + \Delta\omega) + 2\sqrt{I(\omega)I(\omega + \Delta\omega)} \cos[\phi(\omega) + \phi(\omega + \Delta\omega)]. \quad (23)$$

Така може да бъде определена спектралната фаза $\phi(\omega)$.

Ако разполагаме с интерферометър и смесим импулса от едното му рамо $\tilde{E}(\omega)$ с монохроматично поле, имащо честота ω_s , ще получим $\tilde{E}(\omega + \omega_s)$. В другото рамо ще има импулс $\tilde{E}(\omega)e^{-i\omega\tau}$, където τ е **внесеното закъснение между двете реплики на интерферометъра**. Конкретната реализация е достъпна посредством нелинеен процес, а именно генериране на сумарна честота (SFG). Дълъг импулс, чиято носеща честота се изменя плавно под обвивката, би бил „видян“ от много по-късо негово копие, като монохроматично поле ω_s . Ако два къси импулса застъпят краищата на такъв импулс, те ще взаимодействат с различни честоти съответно ω_s и $(\omega_s + \Delta\omega)$. В нелинейна среда това означава възможност за генериране на сумарна честота. Резултатът е $\tilde{E}(\omega + \omega_s)$ и $\tilde{E}(\omega + (\omega_s + \Delta\omega))$, за областите на припокриване между фазово-модулирания импулс и всяка от двете къси реплики (Фиг. 19)

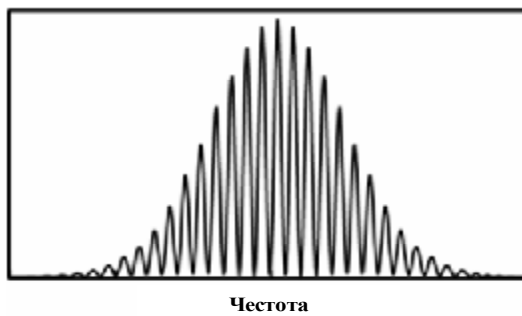


Фиг. 19 Примерна схема на SPIDER. Челото на дисперсивния елемент (стъкло) отделя част от снопа, към интерферометър, за получаване на две къси импулсни реплики. Преминалият през стъклото импулс се удължава значително и всеки негов фронт служи за добавяне на честота, в BBO кристал, към двата къси импулса. Сигналят (интерференчна картина) се записва от спектрален анализатор.

Последващата интерференция на двата сигнала (Фиг. 20), можем да опишем така

$$S(\omega) = I(\omega) + I(\omega + \Delta\omega) + 2\sqrt{I(\omega)I(\omega + \Delta\omega)} \cos[\Phi(\omega + \omega_S) + \Phi(\omega + \omega_S + \Delta\omega) + \omega\tau], \quad (24)$$

където τ е отместването между насложените полета (То се фиксира, за разлика от автокорелационното закъснение [1, 27,28,29]).



Фиг. 20 Регистриран сигнал при SPIDER.

След [1,27,28,29] Фурие-преобразуване на експерименталните данни получаваме три пакета, отделени във времето през интервал τ

$$\tilde{S}(t) = \tilde{A}_{DC}(t) + \tilde{A}(t - \tau) + \tilde{A}(t + \tau). \quad (25)$$

Ако филтрираме само един член $\tilde{A}(t - \tau)$ и го трансформираме в честотната област, можем да определим аргумента $(\Phi(\omega) + \omega\tau)$. След това можем да отделим

спектралната фаза $\Phi(\omega)$. При последващо Фурие-преобразуване и измерване на спектъра можем да възстановим импулса $I(t)$.

SPIDER-техниката притежава редица предимства. Например реализацията на експериментална постановка не изисква наличието на подвижни елементи. Налице е мерене на единичен импулс, чиято следа е едномерна и не изисква сложен спектрален детектор. Математичните действия са прости, линейни и се реализират лесно. Използването на нелинеен кристал допуска получаването на безфонов сигнал, при това, в широк спектрален интервал. Кристалът може да бъде дебел.

7. Заключение

В настоящият обзор бяха представени основните принципи за описание на лазерни импулси. Разгледани бяха техники за генерация на светлинни импулси, с акцент върху синхронизацията на модовете посредством леща на Кер, като основна при свръхкъсите импулси. Описани бяха най-популярните техники за измерване и характеризиране на фемтосекундни светлинни импулси, между които стандартни интензитетна и интерферометрична автокорелации, FROG, GERNOUILLE, SPIDER.

Списък на цитираната литература.

1. J.-C. Diels, W. Rudolph, Ultrashort Laser Pulse Phenomena, 2nd edition (Academic Press, 2006).
2. М. Ненчев, С. Салтиел, Лазерна техника, (Университетско издателство и издателство “Наука и изкуство”, София, 1994).
3. O. Svelto, Principles of Lasers (Plenum 1998).

4. F. W. Helbing, G. Steinmeyer, U. Keller, R. S. Windeler, J. Stenger, and H. R. Telle, "Carrier-envelope offset dynamics of mode-locked lasers," *Optics Letters* **27** (3), pp. 194-196 (2002).
5. W. Sibbett, A. A. Lagatsky, and C. T. A. Brown, "The development and application of femtosecond laser systems," *Optics Express* **20** (7), pp. 6989-7001 (2012).
6. U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature* **424**, pp. 831-838 (2003).
7. R. D. Guenther, *Modern Optics* (J. Willey & Sons, 1990).
8. R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, "Negative dispersion using pair of prisms," *Opt. Letters* **9**, pp. 150-152 (1984).
9. E. B. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," *IEEE J. Quant. Electron.* QE-5, pp. 454-458 (1969).
10. C. M. Gonzales Inchauspe and O. E. Martinez, "Quadratic pulse compensation with a standard grating compressor," *Optics Letters* **22** (15), pp. 1186-1188 (1997).
11. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode locked Ti:Sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, pp. 42-44 (1991).
12. N. Sarukura, Y. Ishida, and N. Nakano, "Generation of 50-fsec pulses from a pulse-compressed, cw, passively modelocked Ti:Sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, pp 153-155 (1991).
13. U. Keller, G. W. Hooft, W. H. Knox, and J. E. Cunningham, "Femtosecond pulses from a continuously selfstarting passively mode-locked Ti:Sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, pp. 1022-1024 (1991).
14. Ch. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec, E. Wintner, and F. Krausz, "Generation of sub-20 fs mode locked pulses from a Ti:Sapphire laser," *Electron. Lett.* **28**, pp. 1532-1533 (1992).
15. M. T. Asaki, C. P. Huang, D. Harvey, J. Zhou, H. Nathel, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, "11 femtosecond pulses from a modelocked Ti:sapphire laser," *Opt. Photonics News* **5**, pp. 12 (1992)
16. G. Steinmeyer, "Femtosecond dispersion compensation with multilayer coatings: toward the optical octave," *Appl. Opt.* **45**, pp. 1484-1490 (2006).
17. A. Baltuska, Zh. Wei, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma, "Optical pulse compression to 5 fs at a 1-MHz repetition rate," *Opt. Lett.* **22** (2), pp. 102-104 (1997).
18. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **56**, pp. 219-221 (1985).
19. P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, "Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse

- amplification,” *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, pp. 398-403 (1988).
20. K.-H. Hong, S. Kostritsa, T. J. Yu, J. H. Sung, I. Ch., Y.-Ch. Noh, Do-K. Ko, and J. Lee, “100-kHz high-power femtosecond Ti:sapphire laser based on downchirped regenerative amplification,” *Optics Express* **14** (2), pp. 970-978 (2006).
 21. F. Lindner, G. G. Paulus, F. Grasbon, A. Dreischuh, and H. Walther, “Dispersion control in a 100-kHz-repetition-rate 35-fs Ti:sapphire regenerative amplifier system,” *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-38**, pp. 465-1470 (2002).
 22. F. Hache, T. J. Driscoll, M. Cavallari, and G. M. Gale, “Measurement of ultrashort pulse durations by interferometric autocorrelation: influence of various parameters,” *Applied Optics*, **35**, (18), pp. 3230-3236 (1996).
 23. Jean-Claude M. Diels, Joel J. Fontaine, Ian C. McMichael, and Francesco Simoni, “Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy,” *Applied Optics*, **24**, (9), pp. 1270-1282 (1985)
 24. <http://frog.gatech.edu/frog.html> by R. Trebino, School of Physics, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA 30332-0430
 25. D. J. Kane, R. Trebino, “Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating,” *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-29**, pp. 571-579 (1993).
 26. Xuan Liu, R. Trebino, A. V. Smith, “Numerical Simulations of Ultrasimple Ultrashort – Laser – Pulse Measurement” / *OPTICS EXPRESS* **15** (8) pp. 4585-4596 (2007)
 27. V. Wong and I. A. Walmsley, “Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers”, *Opt. Lett.* **19** (4), pp. 287 (1994)
 28. I. A. Walmsley and Ch. Dorrer, “Characterization of ultrashort electromagnetic pulses,” *Advances in Optics and Photonics* **1**, pp. 308–437 (2009); doi:10.1364/AOP.1.000308.
 29. <http://www2.physics.ox.ac.uk/research/ultrafast-quantum-optics-and-optical-metrology/ultrafast-metrology/spider> I. A. Walmsley