



СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ „Св. Климент Охридски”

ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ

КАТЕДРА КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНИКА

---

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

*Обзор*

*(кратък вариант)*

*д-р Николай Димитров*

## 1. Увод

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  $\text{GW}/\text{cm}^2$  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.

За времевото представяне на импулс можем да запишем

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2} \epsilon(t) e^{i\varphi_0} e^{i\varphi(t)} e^{i\omega_1 t} = \frac{1}{2} \tilde{\epsilon}(t) e^{i\omega_1 t}, \quad (1)$$

където

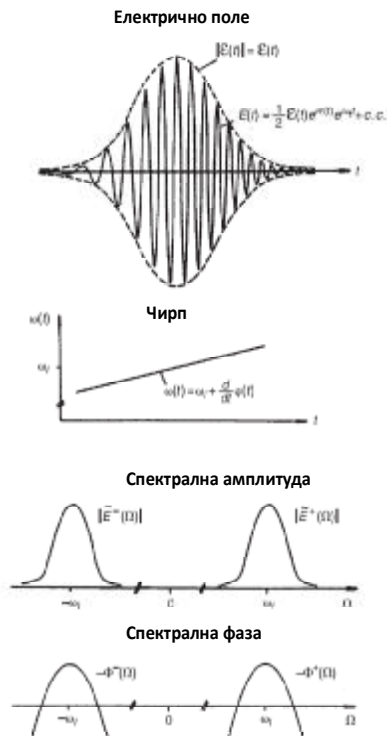
$\epsilon(t)$  - реална обвивка на амплитудата на полето,

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

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

$\varphi_0$  - константна фаза, която често може да бъде пренебрегната.

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



**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

$$\bar{E}(t) = \bar{E}_0 e^{-\frac{t^2}{\tau_0^2}}. \quad (2)$$

Тук величината  $\tau_0$  представлява времевата полуширина на Гаусовия импулс на ниво  $1/e$  от максималната стойност на полето. Това означава, че времевата продължителност  $\tau_{FWHM}$  и спектралната ширина  $\Delta\omega_{FWHM}$  (на полувисочина, FWHM) на един импулс зависят една от друга. Съществува минимална стойност на произведението от двете

$$\tau_{FWHM} \Delta\omega_{FWHM} \geq 2\pi c v, \quad (3)$$

при предположена конкретната форма на импулса. Когато 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.

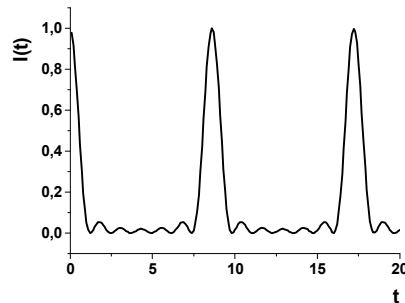
## 3. Методи за генерация на лазерни импулси.

- Свободна генерация.
- Модулация на доброкачествеността (Q – модулация).
- Режим на синхронизация на модовете (PCM).

Този е най-интересният режим от гледна точка на свръхкъсите лазерни импулси. Идеята при синхронизирането на модовете е, в точка от обема на резонатора модовете да бъдат фазово съгласувани

$$\varphi_i - \varphi_{i+1} = \varphi = \text{const.} \quad (4)$$

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



**Фиг.2** 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

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.

#### **РСМ 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

$$n(t) = n_0 + n_2 I \quad (5)$$

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  $n_2 > 0$ ).

### **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 ( $n = n(\omega)$ ).

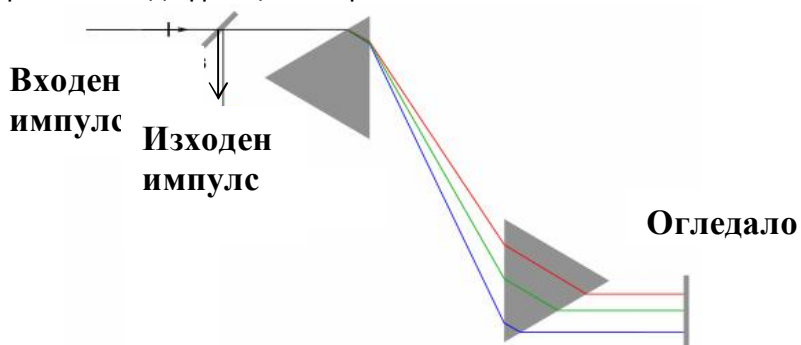
При полета, съставени от много спектрални компоненти (модове), каквито са свръхкъсите светлинни импулси, това довежда до групово закъснение (закъснение на обвивката) на импулса и до фазово разместване на честотите (модовете) в него, от което той променя „размерите“ си във времето. Така, в общия случай,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



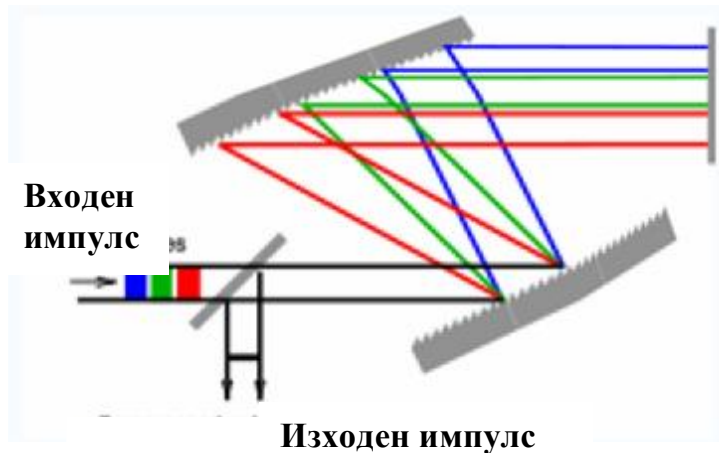
**Фиг. 3** Пример за удължен и честотно модулиран импулс след преминаване през материална среда (горе); импулс във вакуум (долу).

## 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. 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.



**Фиг. 4** Примерна схема на призен компресор, съставен от двойка призми и огледало.



**Фиг. 5** Примерна схема на компресор, съставен от двойка дифракционни решетки и огледало.

Ако искаме допълнително да усиливаме импулси, следва да се отбележи още, че разширяването на импулса преди усиливането му в твърдотелна усиливаща среда е важно за предотвратяване на катастрофални повреди на компонентите. При подхода за усиливане на импулси с чирп (chirped pulse amplification, CPA) късият входен импулс се разтяга във времето преди усиливането, а след него се рекомпресира.

## 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.

Ако искаме да сравним  $a(t)$  и  $b(t)$ , които са различни функции на  $t$ , интегралът се нарича кроскорелационна функция

$$B(\tau) = a(t) \otimes b(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t)b^*(t - \tau)dt \quad (6)$$

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

$$B(\tau) = a(t) \otimes b(t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} a(t)b^*(t - \tau)dt}{[\int_{-\infty}^{\infty} a(t)a^*(t)dt]^{1/2}[\int_{-\infty}^{\infty} b(t)b^*(t)dt]^{1/2}} \quad (7)$$

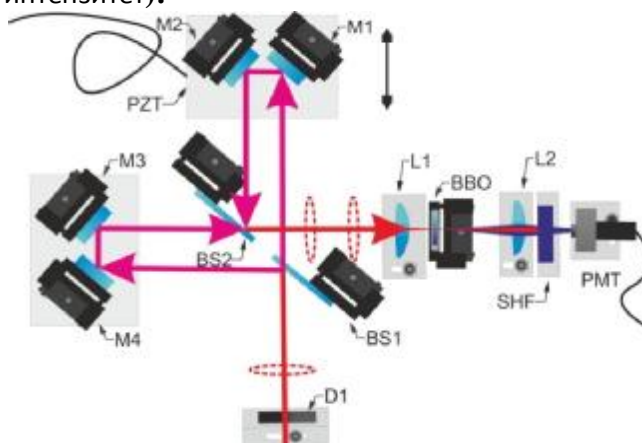
Подобен тип нормировка позволява сравняване на две отделни корелационни функции. Физическият смисъл на корелацията е, получаване на областта на припокриване между двете функции, за различни стойности на закъснението  $\tau$ . Получаването на пълния набор от стойности, заемани от  $B(\tau)$  е равносилно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

## 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. BBO) и подходящ детектор (напр. фотоелектронен умножител, PMT). Интерферометъра се настройва така, че сноповете от двете му рамена да се пресичат под ъгъл в BBO-кристала. Така, в условия на неколинеарна генерация на втора хармонична, по ъглополовящата на ъгла между двата снопа в детектора попада сигнал

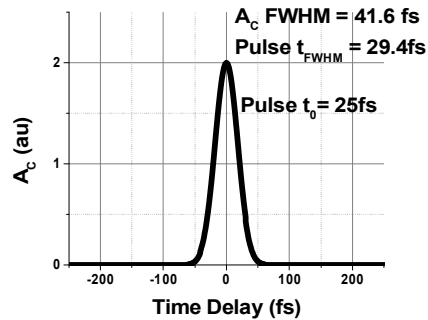
$$A_c(\tau_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t - \tau_d)I(t)dt \quad (8)$$

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



**Фиг. 6** Автокорелатор за получаване на интерферометрична автокорелация от втори порядък. M1...M4 огледала, BS1, BS2 – светоделители (45°), L1, L2 - лещи 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, тя не носи много информация за импулса. 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. 7 Интензитетна автокорелация на Гаусов импулс.

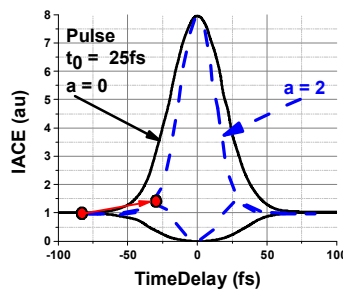
### 6.3 Интерферометрична автокорелация от втори порядък

Ако настроим корелатора от Фиг. 6 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.



Фиг. 8 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.



Фиг. 9. Обвивки на интерферометричната автокорелация (IACE) при чирп параметър  $a = 0$  (непрекъснатата крива) и при  $a = 2$  (точки).

## 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 харектеризиране на фемтосекундни светлинни импулси, между които стандартни интензитетна и интерферометрична автокорелации, FROG, GERNOUILLE, SPIDER.