

Գ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ս. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Գիւլեկտրիկական բյուրեղներում զանվող խառնուրդային իոնների մեջ տեղի ունեցող էլեկտրական անցումների օսցիլյատորների ուժը հաշվելու համար առաջարկվում է նոր մեթոդ, որը տարբերվում է Ջադի-Օֆելտի հանրահայտ եղանակից նրանով, որ այստեղ որպես տեսութային պարամետր հանդես է գալիս էլեկտրոնային բեկոացման մեծությունը, որն ունի ավելի խիստ ֆիզիկական իմաստ, քան Ջադի պարամետրերը: Էլեկտրոնային բեկոացման մեծությունը մի շարք իոնների համար աղյուսակավորված է և կարելի է շահել նաև հլնելով ուրիշ, ոչ սպեկտրոսկոպիկական փորձերից: Կոնկրետ հաշվված է սպոնտանային անցման հավանականությունը $K_2La(PO_4)_2-Nd^{3+}$ բյուրեղի համար:

CALCULATION OF SPECTRAL LINES INTENSITIES IN IMPURE DIELECTRIC CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, S. S. HOVHANNISYAN, F. P. SAFARYAN

A method differing from the conventional Judd-Ofelt approach is proposed for the calculation of line strength of electric dipole transitions for activated crystals. Here the only parameter in the theory is the product of effective ion charge of the first coordinational sphere of an impurity ion with the atomic polarizability of the impurity ion. Quantitative estimates of spontaneous probabilities for the $K_2La(PO_4)_2-Nd^{3+}$ crystal are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 233—238 (1989)

УДК 621.378.325

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОРМЫ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Д. Л. ОГАНЕСЯН

Ереванский филиал ВНИИОФИ

(Поступила в редакцию 4 декабря 1988 г.)

Исследовано обращение временного профиля сверхкороткого светового импульса (СКИ) в линейных диспергирующих средах. Обсуждается возможность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки.

Во многих исследованиях, связанных с изучением быстротекущих процессов, возникает необходимость определения формы СКИ.

Как известно, форма импульса не может быть однозначно найдена только из измерений автокорреляционной функции интенсивности.

В работе [1] обсуждается возможность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки, которую можно получить, используя нелинейное взаимодействие исходного и обращенного во времени импульсов.

Обращение же формы импульса предлагается реализовать в системе, состоящей из линейных диспергирующих сред и частотно-модулирующего устройства (ЧМ). При этом рекомендуется использовать либо внешнюю ЧМ, либо эффект фазовой самомодуляции, имеющий место при распространении СКИ по оптическому волокну [2]. Однако, следует обратить внимание на то, что постоянный во времени чирп, возникающий при самодействии, относится к центральной части импульса. На фронтах же импульса образуется зависящий от времени чирп, компенсация которого линейными оптическими диспергирующими элементами невозможна.

В настоящей работе исследуется обращение временного профиля СКИ в линейных диспергирующих средах и определение свертки СКИ со своим обращением методом пучка второй гармоники [3].

Рассмотрим дисперсионную линию задержки с отрицательной дисперсией групповых скоростей. Наиболее удачной схемой такой линии задержки является схема, использующая две параллельно расположенные дифракционные решетки [4].

Такая линия задержки работает следующим образом (рис. 1).

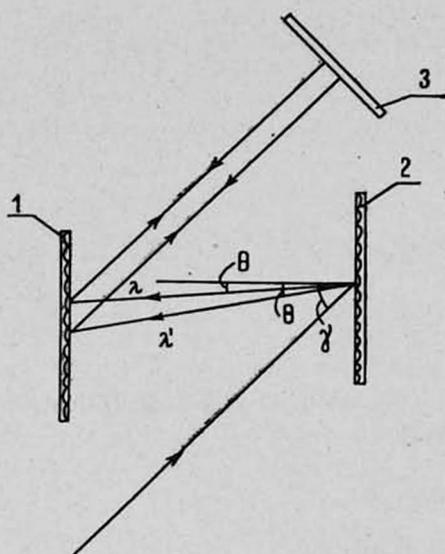


Рис. 1. Схема компрессора с аномальной дисперсией. 1, 2 — дифракционные решетки, 3 — зеркало.

Пусть на одну из решеток падает под углом γ пучок с близкими волновыми компонентами λ , λ' . Дифракционная решетка отклоняет их в m -й порядок под углами θ и θ' соответственно. После дифракции на второй решетке оба пучка опять будут параллельны, однако для «красной» волновой компоненты λ' длина оптического пути в такой схеме больше, чем для «синей» волновой компоненты λ .

Заметим, что в изображенной на рис. 1 решеточной паре, при однократном прохождении излучения, возникает нежелательный эффект — пространственный сдвиг высокочастотных и низкочастотных компонент. Указанный недостаток можно устранить путем использования зеркала, возвращающего излучение обратно в решеточную пару.

Представим напряженность электрического поля на входе пары дифракционных решеток в виде

$$E(x, y, \omega) = E(\omega) \exp \left\{ -\frac{ik(x^2 + y^2)}{2q(z)} \right\}, \quad (1)$$

где $q(z) = z + i\pi\sigma^2/\lambda$, σ — пространственная ширина пучка по уровню e^{-1} ,

$$E(\omega) = \int A(t) e^{i\psi(t)} e^{-i\omega_0 t} e^{i\omega t} dt, \quad (2)$$

$A(t), \psi(t)$ — огибающая временного профиля и фаза импульса соответственно, ω_0 — центральная частота спектра.

Как показано в работе [5], электрическое поле на выходе компрессора, при использовании схемы с двойным прохождением, определяется выражением

$$E_1(x, y, t) = \frac{c}{2\pi} \exp \left\{ -\frac{ik(x^2 + y^2)}{2q(z)} \right\} e^{-i\omega_0 t} \times \\ \times \int A(t') e^{i\psi(t')} \exp \left\{ -\frac{i(t-t')^2}{4kz\beta^2} \right\} dt', \quad (3)$$

где c — постоянная величина,

$$\beta = \left(\frac{\partial \theta}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} = -\frac{2\pi c m}{\omega_0^2 d' \cos \theta_0}, \quad (4)$$

d' — постоянная решетки, z — расстояние между решетками по дифрагированному пучку.

Таким образом на выходе решеточного компрессора формируется частотно-модулированный импульс с отрицательным чирпом. При прохождении импульса (3) через дисперсионную линию задержки с положительной дисперсией групповых скоростей длинноволновые компоненты фурье-спектра $E_1(x, y, \omega)$ начнут опережать коротковолновые и на определенной длине z_0 дисперсионной линии задержки образуется исходный импульс $E(x, y, \omega)$. При дальнейшем распространении импульс приобретает положительный чирп и на расстоянии $z_1 = 2z_0$ импульс оказывается обращенным во времени по отношению к $E_1(x, y, t)$.

Рассмотрим приведенную на рис. 2 схему дисперсионной линии задержки с положительной дисперсией групповых скоростей, предложенную в работе [6], которая состоит из дифракционных решеток и расположенного между ними телескопа.

Согласно рис. 2 оптический путь дифрагированного луча определяется как

$$L = \frac{f_1 - z_1}{\cos \alpha} + \frac{f_1 + f_2}{\cos \alpha'} + \frac{f_2 - z_2}{\cos \alpha''} + \\ \frac{\operatorname{tg} \alpha''}{\operatorname{ct} \operatorname{tg} \alpha' + \operatorname{tg} \alpha''} \frac{1}{\cos \alpha''} \frac{f_2^2 + \frac{z_2^2}{f_1^2}}{f_1 + \frac{f_1}{z_1} (f_1 - z_1)}, \quad (5)$$

где $\alpha = \chi - \theta$ — угол между дифрагированным лучом и оптической осью, χ, χ' — углы между нормальными к решеткам на входе и выходе и оптической осью, α', α'' — углы между дифрагированным лучом и оптической осью после первой и второй линзы соответственно, z_1, z_2 — расстояния между дифракционными решетками и фокальными плоскостями входной и выходной линз соответственно, которые согласно выбранным направлениям осей z, z' (см. рис. 2) принимают отрицательные значения. Нетрудно показать что углы $\alpha, \alpha', \alpha''$ связаны соотношениями

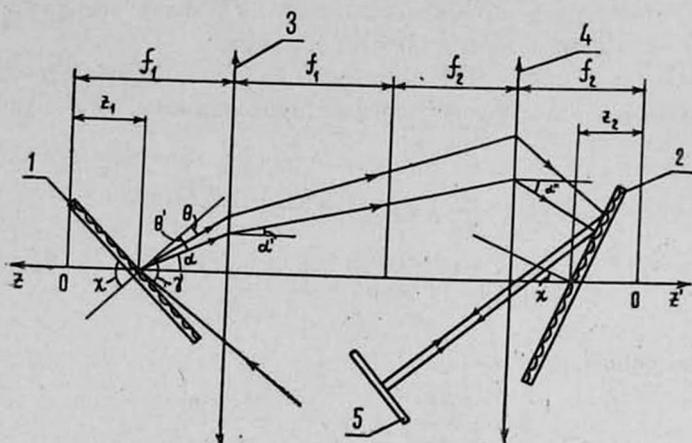


Рис. 2. Схема компрессора с нормальной дисперсией. 1, 2 — дифракционные решетки, 3, 4 — собирающие линзы, 5 — зеркало.

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{z_1}{f_1} \operatorname{tg} \alpha, \quad \operatorname{tg} \alpha'' = \frac{f_1}{f_2} \operatorname{tg} \alpha. \quad (6)$$

Вычислим производную L по λ .

$$\begin{aligned} \frac{dL}{d\lambda} = & \frac{f_1 - z_1}{\cos^2 \alpha} \sin \alpha \frac{d\alpha}{d\lambda} + \frac{f_1 + f_2}{\cos^2 \alpha'} \sin \alpha' \frac{d\alpha'}{d\lambda} + \frac{f_2 - z_2}{\cos^2 \alpha''} \sin \alpha'' \frac{d\alpha''}{d\lambda} + \\ & + \frac{D}{\cos \alpha'' (\operatorname{ctg} \chi' + \operatorname{tg} \alpha'')} \left[\frac{\operatorname{ctg} \chi'}{\cos^2 \alpha'' (\operatorname{ctg} \chi' + \operatorname{tg} \alpha'')} + \operatorname{tg}^2 \alpha'' \right] \frac{d\alpha''}{d\lambda}, \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$D = \frac{f_2^2 + \frac{z_2}{z_1} f_1^2}{f_1 + \frac{f_1}{z_1} (f_1 - z_1)},$$

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = - \frac{d\theta}{d\lambda}, \quad \frac{d\alpha'}{d\lambda} = - \frac{z_1/f_1}{1 + \left(\frac{z_1}{f_1}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} \cdot \frac{1}{\cos^2 \alpha} \frac{d\theta}{d\lambda},$$

$$\frac{d\alpha''}{d\lambda} = - \frac{f_1/f_2}{1 + \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} \cdot \frac{1}{\cos^2 \alpha} \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (8)$$

Как видно из (7), (8) $dL/d\lambda < 0$, что свидетельствует об опережении «красными» волновыми компонентами «синих». Выбором соответствующего угла χ можно добиться малости угла $\alpha = \chi - \theta$, что позволит перейти к парааксиальному приближению. Дисперсия данной линии задержки [6] выражается соотношением

$$\frac{d^2 \Phi}{d\omega^2} = -k \beta^2 (z_1 + M^2 z_2), \quad (9)$$

где $M = f_1/f_2$ — увеличение телескопа.

Как и ранее, в случае решеточного компрессора, во избежание частотно-пространственного сдвига можно применить зеркало, возвращающее излучение обратно в схему.

Напряженность электрического поля на выходе данной линии задержки для входного импульса (1) выражается в виде

$$E_2(x, y, t) = \frac{c}{2\pi} \exp \left\{ \frac{ik(x^2 + y^2)}{2q(z)} e^{-i\omega t} \times \right. \\ \left. \times \int A(t') e^{i\psi(t')} \exp \left\{ i \frac{(t-t')^2}{4k\beta^2(|z_1| + M^2|z_2|)} \right\} dt' \right. \quad (10)$$

Рассмотрим случай, когда характерное время изменения функции $\psi(t)$ много больше периода осцилляции $\exp \left\{ i \frac{t^2}{4kz\beta^2} \right\}$, в частности для $\psi(t) = \alpha t^2$, условие медленности изменения $\psi(t)$ имеет место, когда

$$\alpha \ll [4kz\beta^2]^{-1}. \quad (11)$$

Для следующих численных значений $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{м}$,

$$z = 1 \text{ м}, d^{-1} = 1200 \frac{\lambda}{\text{мм}}, \gamma = 60^\circ, \beta = 0,78 \text{ фс}, z \ll 0,07 \text{ пс}^{-2}$$

СКИ лазеров на ИАГ имеют положительный чирп с амплитудой от 1 до 8 пм/пс, что соответствует значениям α от $2,6 \cdot 10^{-4}$ до $21 \cdot 10^{-4} \text{ пс}^{-2}$ [7].

При выполнении неравенства (11) в выражениях (3) и (10) $e^{-i\psi(t)}$ может быть вынесено из-под знака интеграла, и, следовательно, огибающая временного профиля импульса $E_2(x, y, t)$ оказывается обращенной во времени по отношению к огибающей $E_1(x, y, t)$, когда

$$z = |z_1| + M^2|z_2|. \quad (12)$$

В случае же неколлинеарной генерации второй гармоники [8], при нелинейном взаимодействии импульсов $E_1(x, y, t)$ и $E_2(x, y, t)$, получаем их свертку, что позволяет определить форму одиночного невоспроизводимого СКИ $E_1(x, y, t)$.

Осуществляя обратное Фурье преобразование (3), можно восстановить форму исследуемого СКИ (1) с точностью, с какой выполняется неравенство (11).

Таким образом, обращение во времени формы СКИ в линейных ди-

спергирующих средах делает возможным практическую реализацию измерения свертки импульса и восстановление его формы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Телетин Л. С., Чиркин А. С. Квантовая электроника, 12, 166 (1985).
2. Луговой В. Н., Прохоров А. М. УФН, 111, 203 (1973).
3. Оганесян Д. А. Тезисы докладов III Всесоюзной школы по пикосекундной технике. Ереван, с. 120, 1988.
4. Treacy E. B. IEEE, QE-5, 454 (1969)
5. Martinez O. E. JOSA, B, v.3., 929 (1986)
6. Martinez O. E. IEEE, QE-23, 59 (1987)
7. Гурздян Г. Г., Гюзальян Р. Н., Захаркин И. С. Квантовая электроника, 14, 1660 (1987).
8. Janszky J. Corradi G., Gyuzalian R. N. Optics. Comms. 23. 293 (1977)

ԳԵՐԿԱՐՃ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՏԵՍՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Գ. Շ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Գծային դիսպերսիոն միջավայրերում ուսումնասիրված է գերկարճ լուսային իմպուլսի ժամանակային պրոֆիլի շրանումը: Քննարկված է նաև գերկարճ լուսային իմպուլսի տեսքի որոշուման հնարադրությունը ըրջված և սկզբնական իմպուլսների փաթույթի լահման միջոցով:

DETERMINATION OF THE SHAPE OF ULTRASHORT LIGHT PULSES

D. L. OGANESYAN

The inversion of temporal profile of ultrashort light pulses in linear dispersive media is investigated. The possibility of determining the shape of ultrashort light pulses by measuring their convolution is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 238—242(1989)

УДК 621.373.826

ПИКОСЕКУНДНЫЙ ВКР ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЧАСТОТЫ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ВОДОРОДЕ

Т. А. ПАПАЗЯН, А. К. СААКЯН, Р. Ж. ХАЧАТРЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 14 октября 1988 г.)

Исследован процесс преобразования УКИ лазерного излучения с длиной волны 0,532 мкм в ИК диапазон в молекулярном водороде методом ВКР. Выявлена нестационарность процесса ВКР. Исследована зависимость энергетических характеристик и КПД преобразования в стоксовы компоненты от энергии накачки и от давления водорода в кювете с использованием световода и без него. Применение световода привело к уменьшению порога возбуждения ВКР в 12 раз и составило 40 мкДж. Найдены опти-