ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 91 1990 № 4

ФИЗИКА

УДК 621.378.325

А. О. Варданян, Д. Л. Оганесян

Определение фазы одиночных сверхкоротких световых импульсов

(Представлено чл.-корр. АН Армении П. М. Геруни 27/IX 1990)

В последние годы возрос интерес к генерации и исследованию обладающих чирпом сверхкоротких световых импульсов (СКИ), дисперсионное сжатие которых позволяет получать предельно короткие длительности [1].

В работе [2] методом нелинейно-оптической динамической спектрографии [3] измерен чирп СКИ лазера на фосфатном стекле с неодимом в режиме самосинхронизации мод. Однако данный метод не позволяет определять знак чирпа.

В настоящей работе рассматривается возможность определения фазы одиночных СКИ методом нелинейно-оптической динамической спектрографии при неколлинеарной генерации второй гармоники (ГВГ) взаимообращенными во времени импульсами.

В работе [4] на основе детального анализа неколлинеарной ГВГ пространственно-ограниченными пучками с взаимообращенными временными профилями была найдена связь между пространственным распределением энергии второй гармоники (ВГ) на выходной грани нелинейного кристалла и формой опорного импульса. Однако при этом не рассматривался эффект нелинейной дискриминации частоты, имеющий место при неколлинеарной ГВГ.

Выражение для комплексной амплитуды ВГ при неколлинеарной ГВГ достаточно широкими пучками с взаимообращенными временными профилями в квазистатическом режиме генерации ($\nu l \ll \tau$) в соответствии с [4] имеет вид

$$A_3 = -i\gamma l f(t+T) f(T-t) \exp\{i[\psi(t+T) + \psi(T-t)]\}, \qquad (1)$$

где γ — нелинейная постоянная, l — толщина нелинейного кристалла, $f(t)$, $\psi(t)$ — огибающая временного профиля и фаза опорного импульса соответственно, $T = -x \sin\alpha/u$, α — половина угла между опорными импульсами в нелинейном кристалле, u — групповая скорость импульса.

Для углового спектрального распределения амплитуды ВГ

$$S_2(k_x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_2(x, t)\, e^{-ik_x x}\, dx$$

с учетом (1) получим следующее выражение

$$S_2(k_x, t) = -i\gamma \frac{l}{2a} f(t)\, e^{i\Omega_1 t} \exp\left\{ik_x \frac{t}{2a}\right\} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\, e^{i\Omega_1 x}\, e^{-ik_x \frac{x}{2a}}\, dx, \quad (2)$$

где $a = \sin\alpha/u$ — коэффициент развертки [3]. От углового спектра (2) перейдем к частотно-угловому спектру ВГ

$$S_2(k_x, \Omega) = -i\frac{\gamma l}{2a} F\left(\frac{k_x}{2a}\right) F\left(\frac{k_x}{2a} - \Omega\right), \quad (3)$$

где

$$F(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\, e^{i\Omega_1 t}\, e^{-i\Omega t}\, dt$$

Соотношение (3) справедливо для произвольного вида модуляции огибающей и фазы исходного импульса. Из (3) видно, что в направлении $k_x = 2a\Omega_1$ спектральная плотность ВГ

$$|S_2(k_x, \Omega)|^2 = \frac{\gamma^2 l^2}{4a^2} C^2 |F(\Omega_1)|^2, \quad (4)$$

где

$$C = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\, e^{i\Omega_1 t}\, dt$$

совпадает со спектральной плотностью опорного импульса при $\Omega = \Omega_1$.

Таким образом, имеется линейная связь между величиной углового расхождения излучения ВГ вдоль оси X и шириной частотного спектра опорного импульса, т. е. нелинейный кристалл служит анализатором спектра падающего на него излучения.

Вместе с тем при неколлинеарной ГВГ взаимообращенными во времени импульсами распределение энергии ВГ вдоль оси X соответствует функции автосвертки опорного импульса [4]. Таким образом, в поперечном распределении энергии ВГ содержится информация как о форме, так и о спектральном составе опорного импульса. Если, далее, регистрируемое излучение ВГ направить на спектрограф с щелью вдоль оси X, то на выходе спектрографа будем иметь динамическую спектрограмму опорного импульса, т. е. зависимость несущей частоты от времени.

При неколлинеарной ГВГ взаимообращенными импульсами пространственное распределение энергии ВГ $W(x)$ не является четной функцией от временной задержки $T = x\sin\alpha/u$ [4]. Следовательно, методом нелинейно-оптической динамической спектрографии в этом случае кроме определения величины чирпа можно также указать и его знак.

Рассмотрим основные характеристики данного нелинейного оптического дискриминатора частоты. Из (2) с учетом конечного размера кристалла ($0 \leqslant x \leqslant L$, где L — длина кристалла) для частотно-углового спектра ВГ получим

$$S_2(k_x, \Omega) = -i\frac{\gamma l}{2a}L\int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega')F(\Omega'-\Omega)\exp\left\{-i\frac{L}{2}\left(k_x - 2a\Omega_r\right)\right\}\times$$

$$\times \sin c\left\{\frac{L}{2}(k_x - 2a\Omega')\right\}d\Omega' \qquad (5)$$

Из (5) видно, что угловое смещение максимума ВГ при изменении частоты основного излучения определяется соотношением

$$k_x = 2a\Delta\Omega. \qquad (6)$$

Отсюда получаем выражение, определяющее зависимость угла синхронизма от длины волны гармоники

$$\Delta\varphi = \frac{k_x}{k} = \frac{2ac}{\lambda}\Delta\lambda = D_\varphi\Delta\lambda, \qquad (7)$$

где λ — длина волны излучения ВГ.

Величина D_φ является угловой дисперсией нелинейного кристалла. Для кристалла $LiJO_3$ $\lambda = 0{,}53$ *мкм* $a = 2{,}(8$ *пс/мм* [5]), $D_\varphi = 8{,}1$ *мин/Å*

Следует отметить, что величина угловой дисперсии D_φ изменяется из-за преломления волны суммарной частоты на границе нелинейный кристалл—воздух. Нетрудно показать, что на выходе кристалла спектральные линии λ и $\lambda+\Delta\lambda$ в спектре излучения суммарной частоты отстоят на угол

$$\Delta\theta = \frac{n\cos\alpha}{\sqrt{1-n^2\sin^2\alpha}}\left(D_\varphi + \frac{dn}{d\lambda}\frac{\mathrm{tg}\,\alpha}{n}\right)\Delta\lambda, \qquad (8)$$

где n—показатель преломления нелинейного кристалла.

Аппаратной функцией рассматриваемого дискриминатора частоты (нелинейного кристалла), как следует из (5), является функция

$$\Phi(k_x) = \sin c\left\{\frac{L}{2}(k_x - 2a\Omega)\right\}. \qquad (9)$$

В соответствии с (9) и критерием Рэлея спектральные линии λ_1 и $\lambda_1+\Delta\lambda_1$ в спектре опорного импульса, учитывая их возможное сложение в удвоителе частоты, следует считать разрешенными, если

$$\Delta\lambda_1 \geqslant \frac{\lambda_1^2}{2acL}. \qquad (10)$$

Например, для кристалла $LiJO_3$ $\lambda_1 = 1{,}055$ *мкм*, $a = 2{,}08$ *пс/мм*, $L = 1$ *см*, спектральное разрешение $\Delta\lambda_{1\,min} = 0{,}9$ Å, а разрешающая способность $R = \lambda/\Delta\lambda = 1{,}2 \cdot 10^4$.

Из (10) видно, что с увеличением длины кристалла L спектральное разрешение улучшается. Однако увеличить спектральное разрешение можно и без изменения геометрических размеров кристалла. Действительно, как показано в [5], при использовании опорных световых пучков, у которых фронт волнового возмущения наклонен относительно фазового фронта, масштаб временной развертки увеличивается и определяется выражением

$$a = \frac{\sin(\alpha + \beta)}{u \cos \beta}, \qquad (11)$$

где β—угол между фронтом волнового возмущения и фазовым фронтом пучка внутри кристалла.

Следовательно, согласно (7), (10) и (11), увеличивая угол β, можно увеличить угловую дисперсию и спектральное разрешение рассматриваемого нелинейного дискриминатора частоты.

В частности для кристалла $LiJO_3$ $\lambda_1 = 1{,}055$ *мкм* при $\beta = 33{,}4°$ когда $a = 11{,}8$ *пс/мм* [5], угловая дисперсия $D_\varepsilon = 46$ *мин/*Å, а спектральное разрешение $\Delta\lambda_{min} = 0{,}16$ Å (при той же длине нелинейного кристалла).

Из вышеизложенного следует, что спектральное разрешение рассматриваемого нелинейного оптического дискриминатора частоты можно увеличить при использовании опорных световых пучков с наклонным фронтом волнового возмущения. Опорные пучки с наклонным фронтом волнового возмущения могут быть сформированы с помощью дисперсионного элемента, например, дифракционной решетки.

Вместе с тем следует отметить, что спектральная ширина синхронизма для неколлинеарной ГВГ вблизи центральной частоты ω_0 определяется расходимостью излучения опорного импульса $\delta\varepsilon$ и толщиной нелинейного кристалла. В частности, для нелинейного кристалла $LiJO_3$ с $l = 2$ мм ширина синхронизма удвоителя составляет 31 см$^{-1}$ ($\lambda_0 = 1{,}055$ мкм, $\delta\varepsilon \sim 1$ мрад) [6].

Временное разрешение рассматриваемого нелинейного оптического дискриминатора частоты, так же как и в [2], определяется толщиной нелинейного кристалла и равно 0,1 пс.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что если при неколлинеарной ГВГ импульсами с взаимообращенными временными профилями излучение ВГ с выхода нелинейного кристалла направить на спектрограф с щелью вдоль оси X, то на выходе спектрографа получим зависимость несущей частоты СКИ от времени.

Ереванский филиал
Всесоюзного научно-исследовательского
института оптико-физических измерений

Ա. Օ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Դ. Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Գերկարճ եզակի լուսային իմպուլսների ֆազի որոշումը

Ներկա աշխատանքում դիտարկվում է ոչ գծային օպտիկա-դինամիկական սպեկտրոգրաֆիայի մեթոդով եզակի գերկարճ իմպուլսների ֆազի որոշման հնարավորությունը։

Ցույց է տրված, որ եթե ժամանակային պրոֆիլներով փոխշրջված իմպուլսներով ոչ կոլինեար ԵՀԳ-ի դեպքում երկրորդ հարմոնիկի ճառագայթումը ուղղենք սպեկտրոգրաֆի վրա, որի ճեղքը ուղղված է X առանցքով, ապա սպեկտրոգրաֆի ելքում կստանանք գերկարճ իմպուլսի կրող հաճախության կախումը ժամանակից։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин*, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, Наука, М., 1988. [2] *Г. Г. Гурзадян, Р. Н. Гюзалян, И. С. Захаркин*, Квантовая электроника, т. 14, № 8, с. 1660 (1987). [3] *Р. Н. Гюзалян, Д. Л. Оганесян*, Тезисы докл. УП ВНТК «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», М., с. 24, 1988. [4] *А. О. Варданян, Д. Л. Оганесян*, ДАН АрмССР, т. 90, № 2, с. 81 (1990). [5] *С. А. Аракелян, Р. Н. Гюзалян, С. Б. Согомонян*, Изв. АН СССР. Сер. физ., т. 48, № 3, с. 569 (1984). [6] *С. А. Аракелян, Р. Н. Гюзалян, С. Б. Согомонян*, Квантовая электроника, т. 8, № 7, с. 1576 (1981).