

УДК 535.13

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ПОМОЩИ ГЕНЕРАЦИИ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ

М.Н. НЕРСИСЯН, П.С. ПОГОСЯН, С.С. ПОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 9 апреля 2003 г.)

Рассмотрены характерные особенности генерации разностной частоты в пластине из линейного диэлектрика, вблизи которой распространяется волна нелинейной поляризации. Показано, что эта задача является аналогом излучения электрона, движущегося по оси канала в плотной среде. Показано также, что, меняя расстояние между линейным диэлектриком и нелинейной средой, можно определить длительность коротких лазерных импульсов.

### 1. Введение

В настоящее время, наряду с электронно-оптической регистрацией коротких лазерных импульсов широко используются также различные методы, базирующиеся на измерениях корреляционных функций интенсивности разных порядков [1]. Наиболее широкое распространение получили методы, основанные на генерации второй гармоники [2-6]. В [7] предложен метод измерения пикосекундных лазерных импульсов с помощью корреляционной функции интенсивности при генерации разностной частоты. В отличие от генерации второй гармоники, данный метод в ряде случаев может оказаться более удобным по следующим причинам: а) среда может быть не прозрачной на частоте второй гармоники (в СВЧ-диапазоне большинство используемых кристаллов достаточно прозрачны); б) в СВЧ-диапазоне имеется хорошо отработанная, высокочувствительная, малоинерционная аппаратура; в) мощность излучения на разностной частоте не зависит от фазового согласования. В работе [8] для определения длительности фемтосекундных импульсов было использовано электрооптическое сканирование при помощи черенковского механизма излучения.

Как известно, излучение разностной частоты, обусловленное биением спектральных компонент падающего импульса, пропорционально его интенсивности. Если провести спектральный анализ разностного излучения, то можно было бы таким способом определить временные характеристики коротких лазерных импульсов. Однако, в целом ряде случаев, особенно, в ин-

тервалах пикосекундных и субпикосекундных длительностей, такие исследования провести невозможно из-за отсутствия соответствующих спектральных приборов.

В настоящей работе рассматривается новая возможность определения длительности коротких лазерных импульсов, основанная на черенковском механизме излучения от волны нелинейной поляризации.

## 2. Постановка задачи и ее решение

Для выяснения сущности вопроса рассмотрим следующую упрощенную, но близкую к реальной ситуации задачу. Пусть на подложке с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  помещена тонкая пластина из нелинейного диэлектрика с толщиной  $2d$  и с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  на разностной частоте, а на расстоянии  $l$  от него находится линейная среда с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  (см. рис.1).

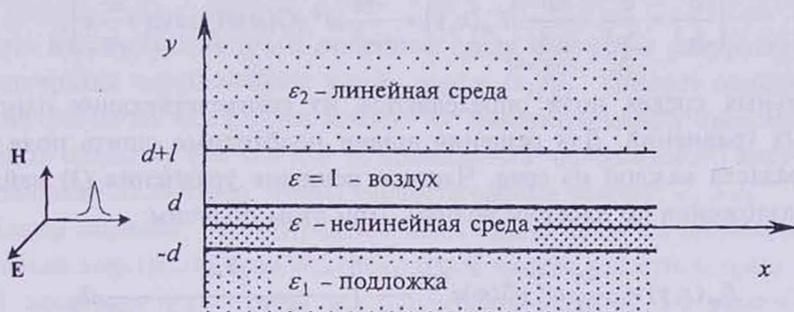


Рис.1. Черенковский механизм генерации разностной частоты от волны нелинейной поляризации в диэлектрике из линейного материала.

Падающее излучение представляет собой ультракороткий лазерный импульс оптического излучения, поляризация которого направлена перпендикулярно плоскости рисунка (по оси  $z$ ). Считая, что такой импульс является квазимонохроматическим, в первом приближении теории дисперсии его электрическое поле можно представить в следующем виде [9]:

$$E = \frac{1}{2} A\left(t - \frac{x}{v}\right) \exp\left[-i\omega_0\left(t - \frac{x}{v_p}\right)\right] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где  $A(t - x/v)$  – амплитуда,  $\omega_0$  – центральная частота,  $v$  и  $v_p$  – групповая и фазовая скорости импульса, соответственно.

Если считать также, что нелинейная среда является изотропной и обладает квадратичной нелинейностью, то для спектра низкочастотной части нелинейной поляризации получим следующее выражение:

$$P_{\omega}^{NL}(x, y) = \chi G(\omega) \delta(y) \exp\left(i \frac{\omega}{v} x\right), \quad (2)$$

где

$$G(\omega) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega') A^*(\omega' - \omega) d\omega',$$

а  $\chi$  – квадратичная нелинейная восприимчивость среды. В (2) поперечное распределение  $P^{NL}$  представлено в виде дельта-функции Дирака  $\delta(y)$ . Это соответствует случаю, когда удовлетворяется условие  $2d \ll \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны разностного излучения. Практически такую ситуацию можно реализовать, если в качестве нелинейной пластины применить планарный оптический волновод [10]. Подставляя  $P^{NL}$  из (2) в уравнения Максвелла, получим следующее уравнение для определения спектральных компонент электрического поля в нелинейной среде:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \right) E_{\omega}(x, y) = -\frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) \delta(y) \exp\left(i \frac{\omega}{v} x\right). \quad (3)$$

В остальных средах поля определяются из соответствующих однородных волновых уравнений. Для решения задачи необходимо шить поля на границах раздела каждой из сред. Частное решение уравнения (3) найдем методом разложения по плоским волнам. При этом получим:

$$E_{\omega}(x, y) = -\frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) e^{i \frac{\omega}{v} x} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ik_y y}}{\varepsilon \omega^2 / c^2 - \omega^2 / v^2 - k_y^2} dk_y. \quad (4)$$

Если пренебречь дисперсией нелинейной среды в полосе, равной разностной частоте, то получим, что  $v = v_p = c / \sqrt{\varepsilon_0}$ , где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость нелинейной среды на центральной частоте падающего импульса.

Введем обозначение  $p = \omega \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon} / c$ . В случае, когда  $\varepsilon_0 > \varepsilon$ ,  $p$  является действительной величиной. Вначале рассмотрим именно этот случай и, проведя интегрирование в (4), для излучения вперед получим следующее выражение:

$$E_{\omega}(x, y) = \frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) e^{i \frac{\omega}{v} x} \frac{e^{-p|y|}}{2p}, \quad \omega > 0. \quad (5)$$

Учитывая (5), общее решение уравнения (3) представим в следующем виде:

$$E_{\omega}(x, y) = \left[ A e^{-py} + B e^{py} + \frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) \frac{e^{-p|y|}}{2p} \right] \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}. \quad (6)$$

В остальных средах электрические поля ищем в виде

$$E_{\omega}(x, y) = \begin{cases} C e^{h_1 y} \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}, & y \leq -d, \\ [C_1 e^{h_1 y} + C_2 e^{-h_1 y}] \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}, & d \leq y \leq d+l, \\ D e^{i s y} \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}, & y \geq d+l, \end{cases} \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$h = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0 - 1}, \quad h_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_1}, \quad s = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}. \quad (8)$$

Произведя сшивку полей на границах раздела, при условии  $\varepsilon_2 > \varepsilon_0 > \varepsilon_1$ , получим выражение для электрического поля в линейной среде ( $y > l$ ):

$$E_{\omega}(x, y) = \frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) \frac{2h e^{-hl}}{(h_1 + h)(h - is) + (h_1 - h)(h + is) e^{-2hl}} e^{i \left( s(y-l) + \frac{\omega}{v} x \right)}. \quad (9)$$

Как видно из выражения (9), в линейной среде излучение распространяется под характерным черенковским углом  $\cos \theta = \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_2}$ . Следует отметить, что последний результат (см. (9)) не зависит от диэлектрической проницаемости нелинейной среды  $\varepsilon$ , так что для возникновения черенковского излучения в линейной среде достаточно, чтобы удовлетворялось условие  $\varepsilon_2 > \varepsilon_0$ .

Таким образом, рассмотренная нами задача является аналогом задачи об излучении электрона, движущегося по оси канала в плотной среде [11].

В экспериментах проще всего измерять энергию импульсов. Выражение для энергии излучения особенно упрощается в случае, когда  $h_1 = h$ . При этом для плотности энергии излучения  $w$  получим следующее выражение:

$$w = \frac{4\pi}{c^2} \chi^2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - 1} \int_0^{+\infty} \omega^2 |G(\omega)|^2 e^{-\frac{\omega}{c} (\varepsilon_0 - 1)^{1/2} \cdot 2l} d\omega. \quad (10)$$

Для определенности предположим, что падающий лазерный импульс имеет гауссову форму, т.е.

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad G(\omega) = A_0^2 \frac{\tau}{4\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{8}\right), \quad (11)$$

где  $A_0$  – амплитуда импульса,  $\tau$  – его длительность. Подставляя значение  $G(\omega)$  из (11) в (10) и произведя интегрирование, для плотности энергии получим

$$w = \frac{A_0^4 \chi^2}{4c^2 \tau} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - 1} \left\{ \sqrt{\pi} e^{\xi^2} (2\xi^2 + 1) (1 - \operatorname{erf}(\xi)) - 2\xi \right\}, \quad (12)$$

где  $\xi = (\epsilon_0 - 1)^{1/2} 2l / (c\tau)$ , а  $\text{erf}(\xi)$  – интервал ошибок [12].

На рис.2 приведена зависимость плотности энергии излучения с разностной частотой от величины  $\xi$ . Из полученной зависимости можно определить длительность возбуждающего лазерного импульса. Измеряя энергию разностного излучения при расстоянии  $l$  между линейным диэлектриком и нелинейной средой и сравнивая с энергией при  $l = 0$ , из рис.2 определим  $\xi$ . А длительность лазерного импульса вычислим по формуле  $\tau = (\epsilon_0 - 1)^{1/2} 2l / (c\xi)$ .

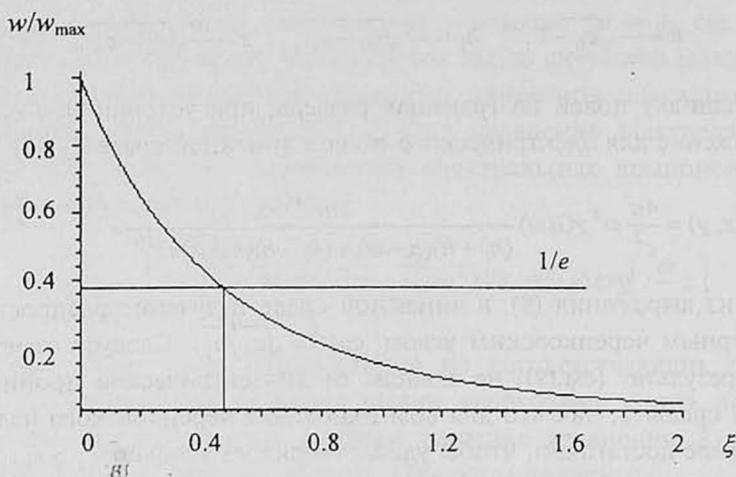


Рис.2. Зависимость плотности энергии излучения с разностной частотой от величины  $\xi = (\epsilon_0 - 1)^{1/2} 2l / (c\tau)$ .

Как видно из графика, относительная энергия разностного излучения убывает в  $e$  раз, если  $\xi \approx 0.5$ , и, например, для кристалла ниобата лития ( $\epsilon_0 = 5.1$ ) получим  $l \sim 0.1 c\tau$ . Если длительность импульса 300 фс (что соответствует разностному излучению в субмиллиметровой области длин волн), то для  $l$  получим значение  $\sim 10$  мкм. Как видно из численной оценки, нижний предел измеряемой длительности импульса определяется точностью измерения длины  $l$ .

Таким образом, меняя расстояние между линейным диэлектриком и нелинейной средой, можно определить длительность падающих лазерных импульсов.

### 3. Заключение

Простота изложенного метода дает основание полагать, что его можно использовать для измерения длительности лазерных импульсов в пико-секундном и субпикосекундном временном интервале. Данный метод особенно ценен в случае, когда нелинейная среда непрозрачна на частоте второй гармоники.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сверхкороткие световые импульсы. М., Мир, 1981.
2. M.Maier, W.Kaiser, J.A.Giodmaine. Phys. Rev. Lett., 17, 1275 (1966).
3. H.P.Weber. J. Appl. Phys., 38, 2231 (1967).
4. J.A.Armstrong. Appl. Phys. Lett., 10, 16 (1967).
5. R.N.Gyusalian, S.V.Sogomonian, Z.G.Hovvath. Opt. Commun., 29, 239 (1979).
6. А.С.Аракелян, А.В.Бабушкин, Н.С.Воробьев, Р.Н.Гюзальян, М.Н.Нерсисян, А.В.Смирнов. Квантовая электроника, 17, 1576 (1990).
7. Ю.О.Аветисян, Д.А.Багдасарян, А.С.Никогосян, П.С.Погосян. Изв. АН СССР, сер. физическая, 48, 577 (1984).
8. D.H.Auston, K.P.Cheung, J.A.Valdmanis, D.A.Kleinman. Phys. Rev. Lett., 53, 1555 (1984).
9. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
10. Ю.О.Аветисян, А.Ж.Бабаджаниян, К.Н.Кочарян, Х.В.Неркарарян. Изв. НАН Армении, Физика, 34, 75 (1999).
11. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк. Доклады АН СССР, 56, 699 (1947).
12. Г.Корн, Т.Корн. Справочник по математике. М., Наука, 1977.

### ԿԱՐՈՂԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒՍՆԵՐԻ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՅԻՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Մ.Ն.ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Պ.Ս.ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Ս.Ս.ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Զննարկված են տարբերային հաճախության գեներացիայի յուրահատկությունները գծային դիէլեկտրիկի քիթեղում, որի մոտակայքում տարածվում է ոչ գծային բևեռացման ալիքը: Ցույց է տրված, որ այս խնդիրը անալոգն է էլեկտրոնի ճառագայթման, որը շարժվում է հոծ միջավայրում կանալի առանցքով: Ցույց է տրված նաև, որ փոխելով գծային դիէլեկտրիկի և ոչ գծային միջավայրի միջև եղած հեռավորությունը՝ կարելի է որոշել կարճ լազերային իմպուլսների տևողությունը:

### DETERMINATION OF DURATION OF SHORT LASER PULSES WITH USE OF THE DIFFERENCE FREQUENCY GENERATION

M.N. NERSISYAN, P.S. POGHOSYAN, S.S. POGHOSYAN

Specific features of the difference frequency generation in a linear dielectric plate, near which a nonlinear polarization wave travels are considered. The problem is shown to be an analog of that of emission of an electron moving along the channel axis in a dense medium. It is also shown that, by varying the distance between the linear dielectric and nonlinear medium, it is possible to determine the duration of short laser pulses.