

УДК 535.345.6

Хейки СЫНАЯЛГ

ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ФИЛЬТРАМИ, СИНТЕЗИРОВАННЫМИ ВЫЖИГАНИЕМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОВАЛОВ

(Представил П. Саари)

1. Введение

Формирование сверхкороткого светового импульса с заданной амплитудной или частотной модуляцией является важной проблемой в спектроскопии с временным разрешением и в ряде приложений лазерной техники, оптоэлектроники и т. д. Наряду со схемами на базе оптических волокон, дифракционных решеток и интерференционных фильтров перспективным решением представляется использование фильтров, синтезированных выжиганием спектральных провалов (ВСП) [1-4]. Известно, что из фотохромных оптических материалов методом ВСП можно изготавливать высокоселективные спектральные [5-7] и голографические фильтры [8-10]. Минимальная ширина особенностей кривой пропускания таких фильтров определяется однородной шириной линии резонансного поглощения, что в области гелиевых температур составляет 10^{-2} — 10^{-4} см⁻¹ (300—3 МГц), причем ширина всей рабочей полосы достигает сотен обратных сантиметров (>3 ТГц).

Для формирования светового импульса фильтр можно синтезировать, облучая фотохромный образец сканируемым по заданному закону монохроматическим светом или светом, имеющим подходящий спектр. При этом в силу соотношений Крамерса—Кронига одновременно будут изменены коэффициенты поглощения и преломления (изменения амплитудно-частотной и фазовой характеристик). Временной отклик фильтра на короткий импульс определяется фурье-образом комплексной функции пропускания. Прохождение светового импульса через фильтры, синтезированные методом ВСП, рассмотрено в [11-13]*.

Цель настоящей работы — теоретически анализировать возможности формирования светового импульса фильтрами, синтезированными выжиганием спектральных провалов. В разделе 2 обсуждается связь между спектром пропускания и откликом фильтра. Раздел 3 посвящен рассмотрению фазовой проблемы и других физических ограничений, определяющих класс реализуемых откликов.

2. Связь между спектром пропускания и откликом фильтра

Рассмотрим пластинку из среды с фотохромными примесными центрами, полоса поглощения которых неоднородно уширена. Описывая каждый центр гармоническим осциллятором электрического диполя, а распространение света в среде дифференциальным уравнением первого

* В последнее время растет также интерес к исследованию особенностей прохождения импульсов через экситонные резонансы кристаллов (см. напр., [14] и ссылки там).

порядка, выражаем комплексный спектральный отклик образца [15, 16]

$$r(\omega) = \exp[-\kappa(1+i\hat{H})G(\omega)], \quad (1)$$

где

$$G(\omega) = \left[\int_0^d g(z, \omega) dz \right] \otimes \frac{\Gamma/2}{\omega^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2)$$

$\int_0^d g(z, \omega) dz$ — спектральная плотность центров с частотой перехода ω , z — координата вдоль распространения света, d — толщина фильтра, Γ — затухание осцилляторов (ширина однородной линии), $\kappa > 0$ — константа, зависящая от силы осцилляторов, \otimes и \hat{H} обозначают операторы свертки и преобразования Гильберта. Легко убедиться, что отклик $r(\omega)$ с точностью до множителя $\exp(-i\omega\tau)$, которому по временной шкале соответствует задержка выходного сигнала на τ , определяется спектром пропускания $T(\omega) = |r(\omega)|^2$

$$r(\omega) = \exp\left[\frac{1}{2}(1+i\hat{H}) \ln T(\omega)\right]. \quad (3)$$

Таким образом, спектром пропускания задается не только интегральный (по координате z) коэффициент поглощения $\beta(\omega)$, но и спектральные изменения интегрального коэффициента преломления (спектральные изменения длины оптического пути) $n(\omega)$ (см. напр., [17] с. 27)

$$\beta(\omega) = -\ln T(\omega), \quad (4)$$

$$n(\omega) = -\frac{c}{2\omega} \hat{H}[\ln T(\omega)] + c\tau, \quad (5)$$

где τ определяется толщиной фильтра и нерезонансной составляющей диэлектрической проницаемости.

Обратим внимание на то, что (1) и (3)–(5) выполняются при любых вариациях плотности центров вдоль оси z (а также при любых ориентациях дипольных моментов электронного перехода в пространстве, если отдельные центры в функции $g(z, \omega)$ учитывать с соответствующим ориентационным коэффициентом). Важно, что изменения плотности центров $g(z, \omega)$ вдоль оси z не были бы резкими и работало бы приближение медленно меняющейся амплитуды (т. е. дифференциальное уравнение распространения первого порядка).

Итак, отклик и спектр пропускания фильтров, синтезированных выжиганием спектральных провалов, при сделанных оговорках связаны однозначно.

3. Формирование оптического импульса

Переходим к выводам относительно возможностей формирования светового импульса.

Во-первых, управление формой отклика производится выбором функции плотности центров $G(\omega)$. Из-за конечности ширины однородных линий поглощения (константы затухания Γ) функция $G(\omega)$ в определенной степени размазана, т. е. не может иметь резких особенностей, что приводит к затуханию временного отклика в течение

$$\Delta t \sim \frac{1}{2\Gamma}.$$

Во-вторых, плотность центров $G(\omega)$ не может быть бесконечно большой величиной, следовательно, спектр пропускания фильтра не равняется нулю не на одной частоте. Но это не является принципиальным ограничением, так как спектр любой причинной функции может иметь только изолированные нули, а с другой стороны, всегда остается возможность выбирать пластинку с большей оптической плотностью. В процессе изготовления фильтра обычным методом выжигания провалов в спектр пропускания образца оптическая плотность может только уменьшаться на всей рабочей спектральной полосе. ** Из этого с учетом (3)—(5) вытекает, что образец, подходящий для изготовления фильтра с заданным спектром пропускания $T(\omega)$, должен иметь достаточно большие значения интегральных (по координате z) коэффициентов поглощения и преломления.

В-третьих, класс возможных откликов принципиально ограничивается однозначной связью (3) между спектром пропускания $T(\omega)$ и откликом $r(\omega)$. Соотношение (3) не вытекает из причинности любой линейной оптической системы, а является более строгим [18, 19]. В общем случае число таких причинных откликов $r_i(\omega)$, которым соответствует один и тот же спектр $T(\omega) = |r_i(\omega)|^2$, может быть неограниченным. Согласно (3) только один из них реализуем фильтром, синтезированным методом ВСП. Отметим, что голографический подход позволяет воспроизвести произвольные сигналы. Это достигается добавлением при регистрации голограммы опорной волны. Зато при считывании голограммы всегда появляется недифрагированная волна (при пространственно-временной голографии — недифрагированный импульс [8, 9]), содержащая значительную часть энергии.

Рассмотрим проблему определения причинной функции по ее спектру, т. е. фазовую проблему подробнее (см. [19] и ссылки там). Оказывается, что число откликов с одинаковым спектром $T(\omega) = |r_i(\omega)|^2$ выражается через число нулей N аналитического продолжения отклика $r_i(\omega)$ на комплексной плоскости ($\text{Re } \omega, \text{Im } \omega$) (не включая нулей на действительной оси) как 2^N . Соотношением (3) предоставляется отклик, не имеющий нулей на нижней полуплоскости. У соответствующего временного отклика $R(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\omega) \exp(i\omega t) d\omega$ наимень-

ший первый момент $\int_0^{\infty} t \cdot R(t) dt$. Нетрудно показать [13], что (3) выполняется для любой оптической системы, распространение света в которой можно описывать дифференциальным уравнением первого порядка. Действительно, в рамках приближения медленно меняющейся амплитуды комплексный спектральный отклик системы $r(\omega)$ выражается экспоненциальной функцией от комплексной восприимчивости $\chi(\omega)$. Так как $\chi(\omega)$ не имеет сингулярных точек на нижней полуплоскости, то отклик $r(\omega)$ не имеет нулей.

Итак, при решении проблемы формирования импульса возникает потребность исследовать аналитическое продолжение фурье-образа желаемого выходного импульса на комплексной плоскости ($\text{Re } \omega, \text{Im } \omega$). Если оно имеет нули на нижней полуплоскости, то (3) не выполняется и этот отклик не реализуем через ВСП. В таком случае необходимо найти реализуемый через ВСП отклик, временная форма которого как можно лучше сходится с желаемым импульсом. Соответствующий такому отклику спектр пропускания, в принципе, отличается как от спектра желаемого импульса, так и от спектральной голограммы.

** Выжигание с перераспределением центров по неоднородной полосе может, в принципе, дать и увеличение плотности в некоторой частотной области.

Проиллюстрируем вышесказанное примером. Пусть отклики воображаемых оптических систем состоят из двух ослабленных повторений входного импульса с задержкой τ между ними. Если отношение амплитуд первого и второго составляющих выходного сигнала у одной системы $\gamma_1 = \frac{1}{a}$, а у другой $\gamma_2 = a$, то соответствующие спектральные отклики

$$\begin{aligned} r_1(\omega) &= r_0 [1 + a \cdot \exp(-i\omega\tau)], \\ r_2(\omega) &= r_0 [a + \exp(-i\omega\tau)], \end{aligned} \quad (6)$$

а спектры пропускания совпадают

$$T(\omega) = |r_1(\omega)|^2 = |r_2(\omega)|^2 = r_0^2 (1 + a^2 + 2a \cos \omega\tau). \quad (7)$$

Оптической системой, распространение света в которой можно описывать в приближении медленно меняющейся амплитуды, из этих двух откликов можно реализовать только один-единственный, у которого $\gamma > 1$. Если же $\gamma < 1$, то фазовая характеристика отличается от определяемой соотношением (3).

Отклики, состоящие из трех ослабленных входных импульсов с задержками τ и 2τ , выражаются следующим образом:

$$r(\omega) = r_0 [1 + a_2 \cdot \exp(-i\omega\tau) + a_3 \cdot \exp(-2i\omega\tau)],$$

где a_2, a_3 — действительные константы. На рис. 1 показано, для которых из них выполняется (3).

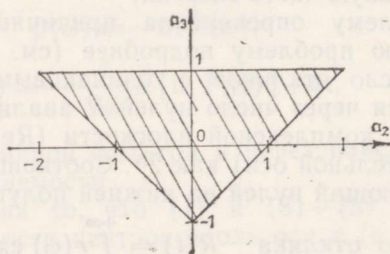


Рис. 1. Отклики типа $r(\omega) = r_0 [1 + a_2 \cdot \exp(-i\omega\tau) + a_3 \cdot \exp(-2i\omega\tau)]$ (a_2, a_3 — действительные константы), аналитическое продолжение которых не имеет нулей на нижней комплексной полуплоскости ($\text{Re } \omega, \text{Im } \omega$).

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов, моделирующих изготовление фильтров методом ВСП и использование их для формирования импульса. Была поставлена задача получить фильтр, отклик которого состоит из двух коротких импульсов, причем амплитуда второго импульса больше, чем первого (т. е. $\gamma < 1$, см. (6)). Выяснилось, что такой отклик является нереализуемым в приближении медленно меняющейся амплитуды. Действительно, на рис. 2, а выбран спектр, соответствующий случаю $\gamma = \frac{1}{2}$, т. е. амплитуда второго импульса в 2 раза больше, чем первого. Но у временного отклика второй импульс значительно менее интенсивный. Дело в том, что спектры откликов с $\gamma = \frac{1}{2}$ и $\gamma = 2$ совпадают и реализуется отклик с $\gamma = 2$. Относительная интенсивность первого импульса увеличивается также из-за неизбежного фона в спектре пропускания фильтра и конечности ширины однородной линии. На рис. 2, б — спектральная голограмма [8, 9] того же сигнала. При считывании голограммы два импульса с подходящим

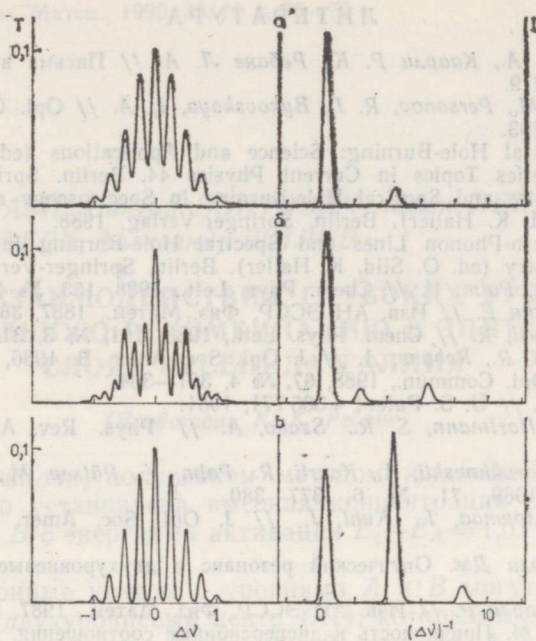


Рис. 2. Рассчитанные спектры пропускания фильтров T (слева) и соответствующие интенсивности выходных импульсов I (справа). Оптическая плотность пластинок перед выжиганием провалов в спектр пропускания $D=5$, ширина однородной линии $\Gamma=0,04$ частотных единиц, ширина спектра входного импульса — 2 частотные единицы. Единицами можно выбрать, например, 10 ГГц и 0,1 нс.

отношением интенсивностей появляются лишь после значительно более интенсивного недифрагированного импульса. На рис. 2, *в* выбран спектр трех импульсов с отношением амплитуд 1 : 2 : 1. Аналитическое продолжение соответствующего фурье-образа на нижней полуплоскости нулей не имеет (см. рис. 1). Во временном отклике интенсивности второго и третьего импульса уменьшаются из-за названных выше причин. Следовательно, фильтр со спектром пропускания, совпадающим со спектром желаемого импульса, а также спектральная голограмма могут оказаться неоптимальными реализациями фильтра.

Заключение

С помощью фильтров, синтезированных фотovyжиганием спектральных провалов, можно формировать импульсы, аналитическое продолжение фурье-образа которых не содержит нулей на нижней комплексной полуплоскости ($\text{Re } \omega$, $\text{Im } \omega$). Во временном представлении эти импульсы имеют наименьший первый момент среди импульсов с одинаковым спектром. Следовательно, для выбора спектра пропускания фильтра необходимо исследовать аналитическое продолжение фурье-образа желаемого выходного импульса. Если оно имеет нули на нижней полуплоскости, возникает потребность найти реализуемый отклик, отличающийся, по возможности, мало от желаемого. Класс реализуемых откликов можно расширить, соединив, например, рассмотренные фильтры в одну схему с зеркальными поверхностями.

Автор признателен П. Саари за постановку задачи и постоянную поддержку работы и Р. Каарли, Я. Кикасу и Я. Аавиксоо за полезные обсуждения.

1. *Gorokhovskii A. A., Kaarli P. K., Rebane L. A.* // Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, № 7, 474—479.
2. *Kharlamov, B. M., Personov, R. J., Bykovskaya, L. A.* // Opt. Commun., 1974, 12, № 1, 191—193.
3. Persistent Spectral Hole-Burning: Science and Applications (ed. W. E. Moerner). Springer Series Topics in Current Physics 44. Berlin. Springer-Verlag, 1988.
4. Zero-Phonon Lines and Spectral Hole-Burning in Spectroscopy and Photochemistry (ed. O. Sild, K. Haller). Berlin, Springer-Verlag, 1988.
5. *Kikas, J.* // Zero-Phonon Lines and Spectral Hole-Burning in Spectroscopy and Photochemistry (ed. O. Sild, K. Haller). Berlin, Springer-Verlag, 1988, 89—101.
6. *Gorokhovskii, A., Palm, V.* // Chem. Phys. Lett., 1988, 153, № 4, 328—331.
7. *Кикас Я., Малкин Е.* // Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1987, 36, № 1, 62—65.
8. *Rebane, A., Kaarli, R.* // Chem. Phys. Lett., 1983, 101, № 3, 317—319.
9. *Saari, P., Kaarli, R., Rebane, A.* // J. Opt. Soc. Amer. B, 1986, 3, № 4, 527—533.
10. *Rebane, A.* // Opt. Commun., 1988, 67, № 4, 301—304.
11. *Bjorklund, G. C.* // U. S. Patent 4 306 771, 1981.
12. *Eberly, J. H., Hartmann, S. R., Szabo, A.* // Phys. Rev. A, 1981, 23, № 5, 2502—2506.
13. *Sõnajalg, H., Gorokhovskii, A., Kaarli, R., Palm, V., Rütsep, M., Saari, P.* // Opt. Commun., 1989, 71, № 6, 377—380.
14. *Aaviksoo, J., Lippmaa, J., Kuhl, J.* // J. Opt. Soc. Amer. B, 1988, 5, № 8, 1631—1635.
15. *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., Мир, 1979.
16. *Saranyu P., Kaarli P.* // Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1987, 36, № 3, 299—309.
17. *Нуссенцевейг Х. М.* Причинность и дисперсионные соотношения. М., Мир, 1976.
18. *Toll, J. S.* // Phys. Rev., 1956, 104, № 6, 1760—1770.
19. *Ross, G., Fiddy, M. A., Nieto-Vesperinas, M.* // Inverse Scattering Problems in Optics (ed. H. P. Baltes). Berlin, Springer-Verlag, 1980, 15—71.

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
2/VI 1989

Heiki SÕNAJALG

ÜLILÜHIKESTE VALGUSIMPULSSIDE KUJUNDAMINE SPEKTRAALSÄLKAMISEGA SÜNTEESITUD FILTRITE ABIL

On vaadeldud effeantud amplituud- ja sagedusmodulatsiooniga ülilühikeste valgusimpulsside saamise võimalusi spektraalsälkamisega sünteesisitud valgusfiltrite abil.

Heiki SÕNAJALG

SHAPING OF ULTRASHORT LIGHT PULSES BY SPECTRAL HOLE BURNING FILTERS

The possibilities of shaping ultrashort light pulses with arbitrary amplitude and frequency modulations by spectral hole burning filters are observed.