

07; 12

© 1991 г.

ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ТРАНСПАРАНТ ДЛЯ ШИРОКОАПЕРТУРНОЙ КОМПРЕССИИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И ПОЛУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ОГРАНИЧЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Р. Б. Алавердян, С. М. Аракелян, Л. П. Геворкян,
В. А. Макаров, А. А. Оганян, Т. А. Папазян, Ю. С. Чилингарян*

Приводятся результаты первых экспериментов по предварительной компрессии и получению спектрально-ограниченного излучения для пикосекундных импульсов лазерного излучения с исходной (естественной) частотной модуляцией в холестерическом жидком кристалле в условиях брэгговского резонанса. Физика явления обсуждается в терминах нестационарной динамической дифракции световых импульсов на пространственно-периодической структуре. Такого типа автономные компактные компрессоры, не требующие никаких дополнительных оптических элементов, являются широкоапертурными (преобразуется весь лазерный пучок), универсальными (работают при любых сколь угодно слабых мощностях) и одновременно обладают высоким порогом энергетического пробоя (не хуже ГВт/см²); они перспективны для приложений как универсальный элемент лазерной техники.

1. Предлагается простой элемент на основе холестерического жидкого кристалла (ХЖК) для предварительной экспресс-компрессии пикосекундных световых импульсов и для получения спектрально-ограниченного излучения от реальных лазерных источников. Элемент представляет собой стандартную ячейку с ХЖК и является компактным автономным устройством, непосредственно располагающимся на пути лазерного пучка и не требующим никаких дополнительных оптических элементов и настройки системы. Физика явления связана с эффектами нестационарной динамической дифракции частично-модулированных световых импульсов на пространственно-периодической структуре, которой обладают ХЖК, в условиях брэгговского резонанса [1].

2. В эксперименте использовалось излучение пикосекундного YAG : Nd³⁺ лазера ($\lambda = 1.06$ мкм), поляризация излучения линейная; диаметр пучка 2 мм, энергия в импульсе $\sim 0.5 \cdot 10^{-3}$ Дж; длительность импульса, падающего на ХЖК компрессор, $\tau_0 \equiv \tau_{\text{вх}} \approx 30 \cdot 10^{-12}$ с. Измерения осуществлялись с помощью оригинальной автоматической системы на базе микроЭВМ, использующей корреляционную технику при прохождении излучения через одноосный кристалл (диапазон измерений 0.1—150 пс).¹ Выходящее из лазера излучение имело естественную частотную модуляцию. Независимые от длительности лазерного импульса измерения ширины линии генерации $\Delta\omega_{\text{ген}}$ привели к оценке величины $\Delta\omega_{\text{ген}} \approx 4-5$ см⁻¹. Это означает, что выходящее из лазера излучение имело собственную фазовую модуляцию. По сравнению со спектрально-ограниченным импульсом с данным τ_0 (ему соответствует ширина спектра излучения $\Delta\omega_0$) уширение спектра за счет собственной частотной модуляции определялось приблизительно фактором $2(\Delta\omega_{\text{ген}}/\Delta\omega_0 \sim 2)$.

Измерения проводились с ячейками ХЖК (слой ХЖК между двумя стеклянными подложками), ориентированными таким образом, что ось геликоидальной структуры (направление задается вектором \mathbf{q}) была перпендикулярна

¹ Каждое измерение соответствовало усреднению по 1024 лазерным импульсам; лазер работал в импульсном режиме с частотой повторения до 5 Гц.

плоскостям подложек ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0$, где \mathbf{l}_0 — нормаль к подложкам); на обеих подложках ориентация молекул, определяемая вектором \mathbf{n}_0 , была одинаковой ($\mathbf{n}_0 \perp \mathbf{l}_0$) (рис. 1, б). Характерный масштаб пространственного периода ХЖК (шаг спирали $2p \equiv \Lambda = 2\pi/q$) плавно изменялся вариацией температуры T образца для

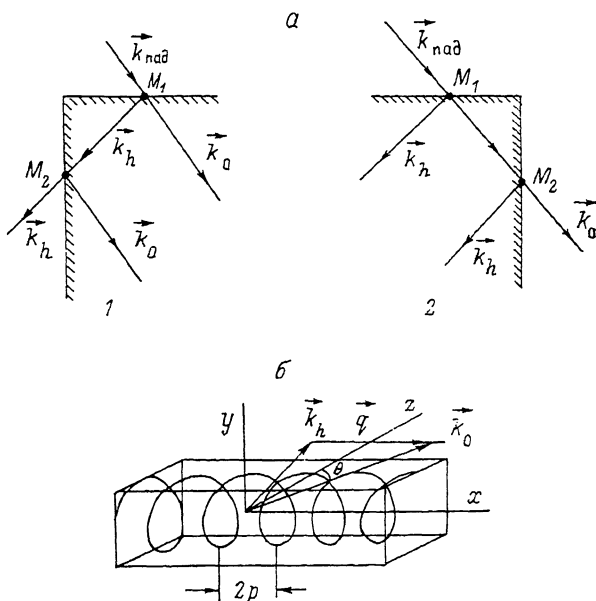


Рис. 1. Геометрии дифракции Лауэ—Брэгга (1 — тип I, 2 — тип II) (тип геометрии определяется условиями на входной (точка M_1) и выходной (M_2) поверхностях образца) (а) и геометрия для схемы Лауэ—Лауэ, для которой выполнен расчет в [8] (б).

подстройки в брэгговский резонанс с длиной волны падающего лазерного излучения ($\Lambda = \lambda$, где λ — длина волны света в среде). Была реализована следующая геометрия эксперимента: направление волнового вектора падающего излучения \mathbf{k}_0 составляло угол 7° с \mathbf{l}_0 ($\widehat{\mathbf{k}_0 \mathbf{l}_0} = 7^\circ$), поляризация падающей волны \mathbf{E} была линейной, причем $\widehat{\mathbf{E} \mathbf{n}_0} = 30^\circ$, регистрация прошедшего излучения производилась в направлении падающего луча во всей его апертуре. Состав смеси ХЖК был специально подобран таким образом, чтобы условия брэгговского резонанса приблизительно соответствовали комнатной температуре. Зависимость $2p(T)$ приведена на рис. 2.² Система стабилизации температуры ячейки ХЖК позволяла осуществлять стабилизацию с точностью до 0.2°C , однако в реальном эксперименте по компрессии достаточно была точность в несколько градусов. Потери падающего излучения на поглощение и рассеяние в ячейке составляли 17 % (измерения проводились вдали от области брэгговского резонанса, апертура ячейки 3×4 см).

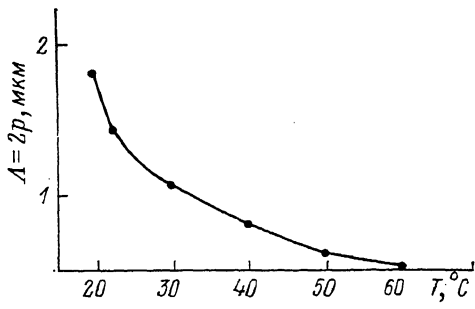


Рис. 2. Зависимость $\Lambda = 2p$ шага холестерической спирали, используемой в эксперименте смеси ХЖК, от температуры.

В эксперименте измерялась длительность выходящего импульса $\tau_{\text{вых}}$ и определялся фактор компрессии ($s \equiv \tau_{\text{вх}}/\tau_{\text{вых}}$) при сканировании температуры образца и прохождении области брэгговского резонанса для падающего излу-

² Данные соответствуют измерениям шага свободной спирали ХЖК, которая реализуется для толстых образцов (см., например, [8]).

чения при разных толщинах d слоя ХЖК. Характерные зависимости $s(T)$ для трех значений d в относительных единицах приведены на рис. 3.³ Абсолютные измерения показаны на рис. 4 для образца с $d=300$ мкм, для которого получен максимальный коэффициент компрессии (образцы с большей величиной d не обладали в нашем случае достаточной однородностью и сильно рассеивали падающий на них свет). Энергия импульса, испытывавшего компрессию, составляла около 20 % от энергии падающего на ячейку лазерного импульса при линейной поляризации излучения.⁴ Для использованных в эксперименте мощностей лазерного излучения нами не было замечено влияние эффектов само-

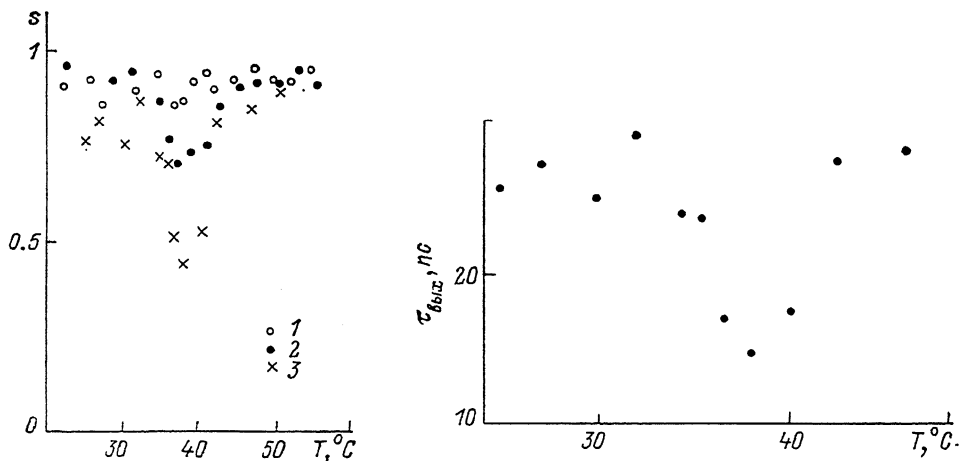


Рис. 3. Фактор компрессии $s \equiv \tau_{\text{вых}}/\tau_{\text{вх}}$ при сканировании температуры образца T для разных d .

d , мкм: 1 — 100, 2 — 200, 3 — 300.

Рис. 4. Абсолютные измерения длительности выходящего импульса $\tau_{\text{вых}}$ при изменении T для $d=300$ мкм.

воздействия, т. е. эффект компрессии должен быть проанализирован в рамках линейной оптики.

3. Физика рассматриваемого явления компрессии определяется нестационарной динамической дифракцией частотно-модулированных импульсов в линейной пространственно-периодической среде (ХЖК), которая в условиях брэгговского резонанса выполняет роль линии задержки [3]. Обычно в качестве таковой в традиционных схемах компрессии используются либо среды с частотной дисперсией, либо пара дифракционных решеток [4]. Поскольку речь здесь идет о линейной оптике ХЖК, то предельная возможная в этом методе степень компрессии определяется длительностью спектрально-ограниченного импульса, соответствующего данному значению $\Delta\omega_{\text{ген}}$.⁵

Качественная картина явления, определяемого сильной пространственной дисперсией среды (наличием пространственной решетки), состоит в том, что за счет разных углов рассеяния⁶ для различных спектральных компонент проходящего импульса (распределение которых внутри светового импульса задается исходной фазовой модуляцией) величина их оптического пути зависит от частоты, в результате становится возможной ситуация, когда задний фронт рассеянного импульса настигает его передний фронт (аналог компрессора с дифракционными решетками). Этот механизм компрессии действует как для рассеянной волны A_h , так и для проходящей A_0 (за счет связи и энергообмена между

³ Первые предварительные результаты эксперимента сообщались нами в [1].

⁴ При падении на ХЖК излучения циркулярной поляризации, соответствующей собственной волне ХЖК, этот параметр может возрасти в 2 раза.

⁵ Поэтому реализуется предварительная компрессия световых импульсов. Дальнейшее сжатие возможно за счет фазовой самомодуляции излучения из-за нелинейности среды [4].

⁶ Используется двухволновое приближение (A_0 — амплитуда распространяющейся волны, A_h — рассеянной).

A_0 и A_h). Необходимое условие его осуществления с наибольшей эффективностью — точный брэгговский резонанс для волновых векторов \mathbf{k}_0 с центральной частотой ω_n , соответствующей максимуму временных профилей импульсов A_0 и A_h , — $\mathbf{k}_0(\omega_n) + \mathbf{q} = \mathbf{k}_h(\omega_n)$, где $q = 2\pi/\Lambda$, $\Lambda = 2p$ — период решетки, при этом предполагается, что спектральная ширина резонанса много меньше спектра падающего импульса (в противном случае все спектральные компоненты импульса распространяются с одинаковыми скоростями). Тогда для спектральных компонент, соответствующих переднему ω_+ и заднему ω_- фронтам каждого из импульсов A_0 и A_h (для определенности полагаем $\omega_+ > \omega_n$, $\omega_- < \omega_n$), возникают отстройки Δ разных знаков от условия точного резонанса для направления $\mathbf{k}_{0,h}(\omega_{\pm})$: $\mathbf{k}_{0,h}(\omega_{\pm}) - \mathbf{k}_{0,h}(\omega_n) = \pm \Delta$. Эта расстройка может быть скомпенсирована изменением угла рассеяния (для наклонного падения). Таким образом, направления $\mathbf{k}_{0,h}(\omega_+)$ и $\mathbf{k}_{0,h}(\omega_-)$ будут не совпадать с $\mathbf{k}_{0,h}(\omega_n)$ и друг с другом: они сдвигаются в разные стороны от направления $\mathbf{k}_{0,h}(\omega_n)$, т. е. величины оптических путей различных спектральных компонент импульса неодинаковы (для $\omega > \omega_n$ пусть, например, они больше, а для $\omega < \omega_n$ — меньше), поэтому при соответствующих значениях скоростей распространения компонент и становится возможной компрессия. Если все частоты, заполняющие импульс, находятся вблизи области брэгговского резонанса (например, для $\mathbf{k}_0(\omega_+) + \mathbf{q} = \mathbf{k}_h(\omega_+)$), но по одну сторону от него, то компрессия также возможна. Однако она должна быть менее эффективной, так как направления $\mathbf{k}_{0,h}(\omega)$ для всех частот ($\omega_- \leq \omega \leq \omega_+$) в этом случае сдвигаются в одну сторону от направления $\mathbf{k}_{0,h}(\omega_+)$, т. е. для каждой спектральной компоненты импульса величина оптического пути либо увеличивается, либо уменьшается (но в разной степени).

Компрессия может возникать и из-за частотной дисперсии [5]. Поскольку скорости распространения спектральных компонент, соответствующих переднему и заднему фронтам импульса, различны, то эти фронты могут наплывать друг на друга (при малом поглощении, когда средняя частота падающего импульса далека от резонансных частот среды (такой случай мы и рассматриваем), передний и задний фронты импульсов движутся в попутном направлении). Разумеется, этот механизм не связан с наличием решетки в среде непосредственно и накладывается на механизм, обсужденный выше. Заметим, что для коллинейрной геометрии рассеяния на решетке, когда векторы \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_h и \mathbf{q} параллельны, условие резонанса требует встречных волн A_0 и A_h ($\mathbf{k}_h = -\mathbf{k}_0$) для компонент с одинаковыми частотами; для разных частот для A_0 и A_h (в пределах спектральной ширины фазово-промодулированного светового импульса) возможно в схеме динамической дифракции распространение и попутных волн ($\mathbf{k}_0 / |\mathbf{k}_0| \parallel \mathbf{k}_h / |\mathbf{k}_h|$) [6].

Легко провести численные оценки для характерной длины распространения светового импульса в среде L_ϕ , на которой осуществляется компрессия для этих двух механизмов.

В простейшем случае одномерной синусоидальной решетки в среде показатель преломления можно записать в виде [7] $n(\omega) = n_0(\omega) + 0.5 [n_{+1} \exp(iqz) + n_{-1} \exp(-iqz)]$, где $n_{\pm 1}$ характеризуют глубину его пространственной модуляции (полагаем $n_{+1} = n_{-1} \equiv n_1$). Для малых углов рассеяния света можно воспользоваться выражениями для скоростей распространения v спектральных компонент импульса в случае коллинейрной геометрии $|v(\omega)| \geq (2\omega/q) \times (1 + n_1/2n_0)$ для $\omega \leq \omega_0$ и $|v(\omega)| \leq (2\omega/q)(1 - n_1/2n_0)$ для $\omega \geq \omega_0$, где ω_0 определяет частоту брэгговского резонанса.

Для первого механизма (передний и задний фронты бегут навстречу друг другу) длина компрессии L_ϕ определяется условием, когда на этой длине время группового запаздывания крайних частот импульса становится порядка длительности импульса [4], что приводит к соотношению

$$L_\phi = (\tau_0/2) \cdot v(\omega_+) / [|v(\omega_-)| - |v(\omega_+)|] \approx \frac{\tau_0}{2} \frac{q}{2\omega_n} \frac{n_0}{n_1} \left(\frac{2\omega_n}{q} \right)^2,$$

где τ_0 — длительность падающего на среду лазерного импульса.

Полагая типичные значения параметров равными $\tau_0=30$ пс, $n_1\sim 1$, $n_0=1.5$ и учитывая, что $\omega_{\text{и}}\equiv 2\pi c/\lambda_{\text{и}}$, $q=2\pi/\Lambda$, $\lambda_{\text{и}}\approx\Lambda$, имеем $L_{\phi}\approx 1.4$ см.

Для второго (задний фронт импульса нагоняет передний)

$$L_{\phi}\approx\tau_0q/2(\omega_+-\omega_-)\left(\frac{2\omega_{\text{и}}}{q}\right)^2.$$

При $(\omega_+-\omega_-)\approx 1$ см⁻¹, $\tau_0=30$ пс, $\Lambda\sim 1$ мкм имеем $L_{\phi}\approx 1.2$ км.

Таким образом, компрессия происходит за счет пространственной решетки в среде, и поэтому можно не учитывать временную дисперсию в нашей задаче. Прежде чем обратиться к результатам, полученным в теории для компрессии световых импульсов в пространственно-периодической среде, сделаем ряд замечаний.

Анализ подобных задач обычно проводится для двух геометрий динамического рассеяния света в периодической среде — Лауэ и Брэгга⁷ в двухволновом приближении (падающая k_0 и рассеянная k_h волны) (см., например, [5]). Различие их определяется направлением распространения волн, между которыми происходит энергообмен. В геометрии Лауэ две волны переносят энергию в одном направлении, в геометрии Брэгга они бегут во встречных направлениях. Математически это соответствует различным граничным условиям (на входе в среду, например, соотношения $\gamma_0\gamma_h > 0$ и $\gamma_0\gamma_h < 0$, где $\gamma_0=k_0l_0$, $\gamma_h=k_hl_0$, отвечают этим двум геометриям соответственно) [6]. Характер получаемых решений при этом принципиально отличается:⁸ в первом случае они имеют вид периодических функций по толщине среды (так называемые «маятниковые биения») с характерным пространственным масштабом L_s — длиной экстинкции), во втором — гиперболических [7]. Однако, во многих реальных случаях разделение на эти две геометрии условно: в эксперименте реализуются смешанные геометрии [6].⁹ В частности, это может иметь место для образцов конечных размеров в двух направлениях (например, для схемы Лауэ—Брэгга) (рис. 1, а), а также для узких пучков, тогда при измерениях в направлении падающего пучка необходимо учитывать все возможные геометрии.

Для ХЖК в отличие от обычных периодических сред существенное значение имеет, кроме того, поляризация падающих волн. В частности, внутри ХЖК собственными волнами (в общем случае наклонного падения света на образец конечных размеров) являются волны эллиптических поляризаций (для идеальных условий каждая из них содержит 50 % энергии падающего линейно поляризованного излучения), в зависимости от типа холестерической спирали (правой или левой) будет определяться направление вращения векторов напряженности светового поля собственной волны, проходящей через ХЖК [8, 9]. Сама эта волна в двухволновом приближении динамической теории рассеяния электромагнитного излучения в периодической среде разбивается на две связанные волны.¹⁰

В нашем эксперименте проходящее излучение регистрировалось в направлении падающего пучка. Следовательно, могли реализовываться смешанные геометрии; это приводит к тому, что амплитуда проходящего света A_0 является суммой амплитуд A_{0i} , вычисляемых для каждой из возможных (i -тых) геометрий [6]. Однако предварительные оценки позволяют предположить, что более эффективной компрессии следует ожидать, по-видимому, в схеме Лауэ (по более точной терминологии Лауэ—Лауэ). Поэтому при расчете A_0 можно ограничиться только учетом одной компоненты A_{0i} , соответствующей волне для случая Лауэ.

⁷ Обе эти геометрии соответствуют прохождению света через периодическую среду в условиях брэгговского резонанса.

⁸ Анализ обычно проводится только для стационарного случая [6, 7].

⁹ Анализ для этих экспериментов делается в рамках волновой теории для сферических волн, классификация идет по типу геометрий на входной и выходной гранях кристалла (Лауэ—Лауэ, Брэгг—Брэгг, Лауэ—Брэгг (2 типа) и Брэгг—Лауэ).

¹⁰ При нормальном падении света на бесконечный ХЖК задача допускает точное решение [16]. Поэтому для этого случая приближения динамической теории обычно не используются.

Этот расчет выполнен нами в [8], краткие результаты которого сводятся к следующему (ср. с [9]).¹¹ В результате решения системы уравнений для амплитуд проходящей A_0 и рассеянной A_h волн в стандартных для таких задач приближениях [5] оказывается, что в процессе динамического рассеяния изменение формы частотно-модулированного импульса (считается, что на входе в среду падающее излучение имеет квадратичную модуляцию фазы ($\sim \exp \times \times \{i\alpha t^2\}$), а также гауссову форму в пространстве и во времени) сводится к трем эффектам: возникают осцилляции на временной огибающей, происходит смещение максимума интенсивности, меняется эффективная длительность [8]. Последний эффект имеет доминирующее значение для больших z , но все же меньших характерной длины пространственного сноса падающего и рассеянного пучков (в условиях нашего эксперимента это всегда выполнялось).¹²

Решение для амплитуд A_0 и A_h имеет вид [8]

$$A_{0,h} = |F_1|^2 + |F_2|^2 \pm 2|F_1 F_2| \cos(2z/L_s + \Psi), \quad (1)$$

где

$$F_{1,2} = \frac{C}{2} f_{1,2}^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{(vt - z/\cos \theta - x \sin \theta)^2}{v^2 \tau_0^2 f_{1,2}^2} \right\};$$

z, x — продольная и поперечная пространственные координаты соответственно (рис. 1, б); $\theta = (\pi/2) - \widehat{k_0 l_0}$; Ψ — некоторый параметр, выполняющий роль начальной фазы; v — скорость света в среде; C — некоторая константа; $L_s = 4\epsilon_0 \cos \theta / \epsilon_a k_0 (1 + \sin^2 \theta)$ — экстинкционная длина (ϵ_0, ϵ_a — среднее значение диэлектрической проницаемости среды и ее анизотропии соответственно); качественный ход зависимости функций $f_{1,2}$ от z показан на рис. 5.

Как видно из (1), интересующее нас временное изменение амплитуды импульсов (для A_0 и A_h) определяется суммой двух (F_1^2 и F_2^2) гауссовых экспонент; с ростом z одна из них приводит к расплыванию, другая — к сужению импульса (поэтому результирующий импульс имеет вид пьедестала с узким пиком в центре). Наличие двух таких слагаемых имеет принципиальное значение: в отличие от обычных схем компрессии в нашем случае сжатие импульса происходит всегда независимо от знака параметра α , так как при изменении знака α зависимости для F_1 и F_2 обращаются (функции $f_{1,2}$ на рис. 5 меняются местами).

Знаки « \pm » в (1) относятся соответственно к A_0 и к A_h и определяют характерную для геометрии Лауэ периодичность энергообмена между этими волнами — «маятниковые биения» (пространственный масштаб задается L_s). Минимум на зависимости $f_1(z)$ определяет фокус «временной линзы» L_ϕ — длину, на которой происходит компрессия светового импульса, возрастание $f_{1,2}$ для больших z соответствует дисперсионному расплыванию светового импульса (см. показатель экспоненты в $F_{1,2}$). Интересно отметить, что при $z = L_\phi$ величины $A_{0,h}$ определяются в основном слагаемыми $|F_1|^2$ в (1). Таким образом, «маятниковые биения» приводят в этом случае к осцилляциям на огибающей временного профиля импульса, имеющим характер малых поправок.¹³ Таким образом, с энергетической точки зрения волны A_0 и A_h практически эквивалентны.

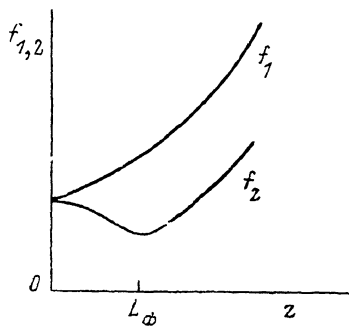


Рис. 5. Качественный ход зависимости функций $f_{1,2}$ от z (см. обсуждение формулы (1) в тексте).

¹¹ Точное решение задачи для чистой геометрии Брэгга в ХЖК пока еще не проведено (ср. с [9]).

¹² При этом эффективный энергообмен между A_0 и A_h волнами обеспечивается условием $\tau_0 v \gg d$, где v — скорость света в среде (ср. с [11]).

¹³ Поэтому возможность компрессии определяется непосредственно периодичностью среды и не имеет прямой связи в рассматриваемой линейной задаче (f_1 имеет один минимум) с эффектом пространственных биений, оба эти эффекта (компрессия и биения) являются следствиями наличия решетки в среде. В этом плане компрессия световых импульсов в геометрии Брэгга должна иметь сходный характер, хотя периодическим решениям (для Лауэ) здесь уже будут соответствовать гиперболические зависимости.

Для L_ϕ из (1) получается выражение

$$L_\phi \approx \frac{\cos^2 \theta}{\sin^4 \theta} \frac{1}{2\alpha} \frac{\tau_0^2 v^2}{L_s}, \quad (2)$$

где $\alpha \equiv \alpha_0 \tau_0^2$, а α_0 находится из соотношения $\Delta \omega_{\text{рен}} = \Delta \omega_0 [1 + (\alpha_0 \tau_0^2)^2]^{1/2}$ (при этом $\tau_0 \Delta \omega_0 = 2$ для гауссового временного профиля исходного импульса).

Обратная пропорциональность L_ϕ и L_s в (2) выражает собой тот факт, что в условиях дисперсионного расплывания минимальная длительность импульса в отсутствие эффектов динамического рассеяния ($L_s = \infty$) реализуется на входе в среду ($z=0$). При $L_s \rightarrow 0$ (эффективный энергообмен между волнами A_0 и A_λ на малых длинах) увеличение L_ϕ связано с тем, что дисперсионное расплывание светового импульса в среде компенсируется эффектом сжатия вплоть до расстояний L_ϕ . В том же смысле следует понимать возрастание L_ϕ с увеличением глубины модуляции показателя преломления ϵ_a (т. е. «резкости» штрихов решетки). Для больших $\alpha \geq 10$ форма импульса описывается достаточно простой зависимостью; для минимальной длительности импульса, которая достигается в точке «временного фокуса» $z=L_\phi$, усредненный профиль временной огибающей импульса определяется следующей функцией:

$$|A_{0,\lambda}(z=L_\phi)|^2 \sim \frac{\alpha}{4} \exp(-2\alpha^2 t_0^2), \quad (3)$$

где t_0 — нормированный временной параметр.

Таким образом, как видно из (3), эффективная компрессия в рассматриваемом случае повышается с ростом α : длительность импульса уменьшается в α раз, пиковая мощность возрастает в $\alpha/4$ раза по сравнению с исходной (ср. с [4]). Доля энергии, перешедшая в сжатый пик импульса, составляет 25 % от энергии падающего (энергия распределяется поровну между A_0 и A_λ волнами, для каждой из них половина энергии уходит в пьедестал, который расплывается по мере распространения импульса). Оценки, приведенные в [8], показывают, что для типичных параметров ХЖК и при $L_\phi \sim d \sim 100$ мкм сжатие в α раз будет происходить для световых импульсов, начальная длительность которых лежит в пределах от 10^{-12} до 10^{-9} с. Разумеется, теоретический анализ [8] может рассматриваться лишь как первое приближение, он не учитывает многих реальных факторов, в частности неполную когерентность лазерного излучения, наличие у него амплитудно-фазовых флуктуаций, истинную закрученную структуру ХЖК, а не простую периодичность и др. (ср. с [12]). Например, характерная для ХЖК спиральность приводит к тому, что A_0 и A_λ волны оказываются, как уже отмечалось, циркулярно поляризованными (для бесконечной толщины образца при нормальном падении света). Кроме того, из-за анизотропии среды (разность показателей преломления n_a) области брэгговского (селективного) отражения света соответствует интервал длин волн $\sim pn_a$, а не одно значение.

4. Полученные в эксперименте данные (см. раздел 2) качественно согласуются с результатами обсуждения раздела 3. При этом характерная толщина образца, на которой успевают развиваться эффекты динамического рассеяния ($z \sim L_\phi$), соответствует в эксперименте значениям $d \geq 300$ мкм. Для этих толщин в эксперименте достигается практически предельная компрессия ($s \sim 2$) для данного падающего на ХЖК лазерного излучения с естественной частотной модуляцией; на выходе из ХЖК образуется спектрально-ограниченный световой импульс.

Теоретическое значение L_ϕ может быть оценено по формуле (2). Для условий нашего эксперимента ($\theta = 83^\circ$, $\tau_0 = 28$ пс, $\Delta \omega_{\text{рен}} / \Delta \omega_0 \approx 1.9$) имеем $\alpha \approx 1.6$ и совпадение теоретического и экспериментального значений L_ϕ требует малой оптической анизотропии ХЖК $\epsilon_a \sim 10^{-4}$ (при этом $\epsilon_0^{1/2} \approx 1.5$ и для L_s имеем оценку ~ 500 мкм). Получаемая такая малая величина ϵ_a [10] связана, с одной стороны, с приближениями используемой теории, а с другой стороны с тем, что в толстых образцах (обычно используются ячейки ХЖК толщиной 10—30 мкм) из-за неидеальности ориентации спирали эффективное значение ϵ_a может существенно понижаться.

В заключение отметим, что в предложенном нами методе предварительной компрессии лазерных импульсов происходит не генерация сверхкоротких импульсов, как в широко известных РОС лазерах [12], а их формирование на структурах типа РОС.¹⁴ Поэтому в нашем случае нет ограничений на толщину слоя ХЖК (эффективная компрессия происходит для $d \sim L_\phi$), как в РОС лазерах, где $\tau_{\text{вых}}$ уменьшается с уменьшением d , но при этом резко повышается порог генерации и для реальных условий трудно получить $\tau_{\text{вых}} < 10$ пс. Подчеркнем также, что пространственная неоднородность лазерного пучка (его профиль) в нашем случае (линейная оптика) не приводит к абберациям «временной линзы», сжимающей импульс. Поэтому компрессия происходит по всей апертуре пучка одинаково.

При учете нелинейных эффектов в ХЖК, приводящих к дополнительной, индуцируемой лазерным излучением фазовой самомодуляции проходящего импульса, возможна его компрессия и за пределы, налагаемые условием спектральной ограниченности исходного импульса [13] (ср. с численным экспериментом [9]). В этом случае учет аббераций временной линзы уже необходимо принимать во внимание при расчете эффективности компрессии для жестко сфокусированных лазерных пучков.

Список литературы

- [1] Алавердян Р. Б., Аракелян С. М., Геворкян Л. П. и др. // Тез. докл. XIII Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Минск, 1988. Ч. I. С. 194.
- [2] Владимирский И. В., Крамаренко Н. Л., Шкабара Н. М. // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 2. С. 532—538.
- [3] Аракелян С. М., Геворкян Л. П., Чилингарян Ю. С. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 1. С. 103—107.
- [4] Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 260 с.
- [5] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 620 с.
- [6] Azaroff L. V., Kaplow R., Kato N. et al. X-Ray diffraction. New York: McGraw-Hill, 1974. 664 p.
- [7] Nakamura M., Yen H. W., Yariv A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23. N 2. P. 224—230.
- [8] Аракелян С. М., Геворкян Л. П., Макаров В. А. // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 9. С. 1846—1849.
- [9] Winful H. C. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 46. N 3. P. 527—529.
- [10] Чандрасекар С. Жидкие кристаллы. М.: Мир, 1980. 344 с.
- [11] Diels J. C., Diemel W., Fontaine J. J. et al. // JOSA. 1985. Vol. B2. N 3. P. 680—685.
- [12] Bor Z.-S., Müller A. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. QE-22. N 8. P. 1524—1527.
- [13] Геворкян Л. П., Макаров В. А., Черепецкая Е. Б. // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 12. С. 2495—2498.

Ереванский
государственный университет

Поступило в Редакцию

17 ноября 1989 г.

В окончательной редакции

5 декабря 1990 г.

¹⁴ В этом плане наш метод близок по физической картине к методу сталкивающихся импульсов [11].