

СВЕРХСИЛЬНЫЕ ПОЛЯ И СВЕРХБЫСТРЫЕ ПРОЦЕССЫ

УДК 535.317.1; 621.373:535

ВЛИЯНИЕ РАССОГЛАСОВАНИЙ РЕШЕТОК-ФРАГМЕНТОВ ОПТИЧЕСКОГО КОМПРЕССОРА НА ДЛИТЕЛЬНОСТЬ СЖИМАЕМОГО ИМПУЛЬСА

© 2009 г. И. В. Голубенко, канд. физ.-мат. наук; А. А. Андреев, доктор физ.-мат. наук

НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: golubenko@nm.ru

Рассмотрено увеличение длительности чирпированного импульса, сжатого в оптическом компрессоре при различных типах рассогласований составляющих его дифракционных решеток, таких как отклонение решеток от параллельности, относительные повороты и сдвиги решеток-фрагментов составного компрессора. Представлены формулы для вычисления приращения дисперсии групповой задержки и увеличения длительности восстановленного импульса, которое связано с присутствием остаточной угловой дисперсии, формулы для вычисления углов отклонения дифракционных волн при относительных поворотах решеток-фрагментов и увеличения длительности сжатого импульса при таких поворотах. Получены формулы для расчета фазовых сдвигов при относительных сдвигах решеток-фрагментов. Рассмотрен вопрос о дифракционной эффективности и поглощении световой энергии на поверхности решеток. Получен диапазон глубин канавок синусоидальной решетки, который позволяет обеспечить наибольшую эффективность при минимальных потерях световой энергии.

Ключевые слова: оптические компрессоры, составные дифракционные решетки, рассогласование решёток-фрагментов.

Коды OCIS: 260.2110, 3000.32990

Поступила в редакцию 28.04.2009

Введение

В последние годы получили значительное развитие теория и практика создания лазерных систем для формирования сверхкоротких мощных световых импульсов. Важным элементом таких систем являются оптические компрессоры, назначение которых – скомпенсировать фазовую модуляцию, приобретаемую импульсом в процессе его генерации, растяжения и усиления и вернуть ему первоначальную форму и длительность с минимальными искажениями [1].

Дифракционные решетки, которые используются в оптическом компрессоре, нуждаются в защите от радиационного повреждения из-за высокой плотности лазерной энергии на их поверхности. В настоящий момент наиболее перспективным способом защиты является использование решеток больших размеров, при которых энергия лазерного импульса распределяется по большой поверхности при относитель-

но невысоком пороге чувствительности к радиационному воздействию. Поскольку изготовление решеток больших размеров связано со значительными техническими трудностями, особое значение придается рассмотрению составных решеток, представляющих собой наборы решеток-фрагментов меньших размеров [2–5].

Решетки-фрагменты, образующие составные решетки компрессора, должны быть строго параллельны и согласованы между собой. На практике нет возможности полностью устранить рассогласованность этих решеток, поэтому одним из наиболее важных аспектов является вопрос о влиянии рассогласований решеток-фрагментов на форму огибающей и длительность сжимаемых в компрессоре импульсов, а также о допустимых параметрах рассогласований, при которых искажения импульсов незначительны. К настоящему времени разработаны модели расчета изменения лазерного импульса при малых взаимных смещениях и поворотах решеток-

фрагментов, представленные в литературе [6–8]. Тем не менее, существует потребность в простых и точных формулах, которые достаточным образом описывают все возможные варианты рассогласований.

В настоящей работе рассматриваются дополнительные аспекты влияния различных рассогласований дифракционных решеток, образующих оптический компрессор, таких как отклонение от параллельности, а также малых взаимных смещений и поворотов решеток-фрагментов составного компрессора на длительность сжимаемого импульса. Кроме того, представлены результаты вычислений дифракционной эффективности и энергетических потерь на поверхности решеток в типичных случаях их применения в компрессорах.

Длительность чирпированного импульса после прохождения через компрессор

Рассмотрим вначале основные положения теории формирования короткого светового импульса с помощью дифракционных решеток лазерного компрессора.

Короткий световой импульс с гауссовой формой огибающей

$$E(t) = A_0 \exp(-t^2/\tau^2) \exp(i\omega_0 t) \quad (1)$$

имеет полуширину полосы частот $\omega - \omega_0 = 2/\tau$, где 2τ – длительность импульса, а ω_0 – центральная частота. После расширения в стретчере импульс получает фазовую модуляцию и становится чирпированным

$$E(t) = A_1 \exp(-t^2/T^2) \exp[i(\omega_0 + bt)t], \quad (2)$$

где T – полуширина огибающей, $T \gg \tau$ ($2T$ – длительность чирпированного импульса), b – коэффициент, описывающий линейное возрастание частоты и получивший название квадратичного фазового чирпа [1]. При распространении такого расширенного импульса спектральные компоненты с меньшими частотами идут впереди, а с большими – позади. Фурье-преобразование (2) дает

$$E(\omega) = A_2 \exp\{-(\omega - \omega_0)^2 T^2/[4(1 + b^2 T^4)]\}. \quad (3)$$

Изменение частоты в промежутке времени от $-T$ до T равно $4(1 + b^2 T^4)^{1/2}/T$. В предположении $b^2 T^4 \gg 1$ получается $\omega - \omega_0 = 2bT$ и, следовательно, $bT = 1/\tau$.

После усиления чирпированный импульс направляется в оптический компрессор, назначение которого – восстановление его прежней

формы и длительности. При прохождении через компрессор спектральные компоненты импульса приобретают фазовый сдвиг $\Phi(\omega)$, благодаря которому происходит фазовая демодуляция чирпированного импульса ввиду наличия угловой дисперсии компрессора. Функция фазовой демодуляции компрессора может быть представлена в виде разложения

$$\begin{aligned} \Phi(\omega) = & \Phi_0 + \Phi_1(\omega - \omega_0) + \\ & + \Phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \Phi_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \end{aligned} \quad (4)$$

где коэффициенты $\Phi_n = (d^n \Phi(\omega) / d\omega^n) / n!$ ($n = 1, 2, 3 \dots$) вычисляются на частоте ω_0 .

Если в разложении (4) ограничиться членом второго порядка и пренебречь слагаемыми более высоких порядков ввиду их малости, тогда спектр импульса на выходе компрессора можно представить как

$$\begin{aligned} E(\omega) = & A_1 \exp\{-(\omega - \omega_0)^2 T^2/[4(1 + b^2 T^4)]\} \times \\ & \times \exp[i[\Phi_0 + \Phi_1(\omega - \omega_0) + \Phi_2(\omega - \omega_0)^2]]. \end{aligned} \quad (5)$$

Обратное Фурье-преобразование позволяет получить форму огибающей импульса на выходе компрессора $E(t) = A_2 \exp(-4t^2/T_{\text{и}}^2)$, где A_2 – множитель, включающий амплитуду и фазу, общую для всех спектральных компонент. Для длительности импульса $T_{\text{и}}$ получается следующее выражение:

$$\begin{aligned} T_{\text{и}} = & 2\{\tau^2 + [(1/b) - \\ & - 2(d^2 \Phi(\omega) / d\omega^2)]^2 (1/\tau)^2\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $d^2 \Phi(\omega) / d\omega^2$ вычисляется на частоте ω_0 . Член разложения (4) Φ_0 представляет фазовый сдвиг, общий для всех спектральных компонент импульса, а коэффициент Φ_1 – групповую задержку центральной компоненты [2]. Эти коэффициенты не влияют на форму огибающей сжатого импульса. Существенную роль в восстановлении формы импульса играет коэффициент второго порядка разложения функции демодуляции (4) [1–3], который определяет дисперсию групповой задержки и компенсирует влияние квадратичного фазового чирпа в формуле (2) и, таким образом, восстанавливает прежнюю гауссову форму импульса. Члены разложения более высоких порядков определяют отклонения от гауссовой формы [4].

При условии компенсации фазовой модуляции чирпированного импульса с помощью функции демодуляции компрессора выполняется соотношение

$$1/b = 2(d^2\Phi(\omega)/d\omega^2), \quad (7)$$

при этом длительность восстановленного импульса минимальна $T_i = 2\tau$.

Формула (6) показывает, что, если ограничиться членом второго порядка в разложении (4), то минимальная длительность сжатого импульса определяется величинами b и τ , а также величиной $d^2\Phi(\omega)/d\omega^2$, которая связана с геометрическими параметрами компрессора.

Параметры компрессора, состоящего из двух решеток

Оптический компрессор, как правило, образуется с помощью двух дифракционных решеток, рабочие поверхности которых параллельны и обращены друг к другу. Типичная схема компрессора представлена на рис. 1. Для того чтобы определить коэффициент Φ_2 разложения фазовой функции демодуляции компрессора (4), необходимо вычислить геометрический путь OAB (рис. 1) луча, отображающего распространение некоторой спектральной компоненты рассматриваемого импульса. При строгой параллельности решеток импульс выходит из компрессора в направлении, совпадающем с направлением падения. Расстояния R (OA), F (AB) и S (AC) вычисляются с помощью расстояния между решетками L и угла дифракции θ_d , который берется из формулы решетки

$$-\sin\theta_d = \sin\theta_i - K/k_i, \quad (8)$$

где $K = 2\pi/d$ – волновое число решетки, d – период решетки, $k_i = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны падающего света, θ_i – угол падения, θ_d – угол дифракции для минус первого порядка.

Фазовая функция демодуляции $\Phi(\omega)$ вычисляется как набег фазы при прохождении импульса через компрессор

$$\Phi(\omega) = (\omega/c)(R + F) - 2\pi S/d. \quad (9)$$

Первое слагаемое в выражении (9) означает набег фазы при прохождении импульсом расстояния $(R + F)$ между входом в компрессор и выходом из него. Второе слагаемое соответствует фазовому сдвигу, который дифракционная волна приобретает при ее отражении на определенном участке поверхности решетки, в данном случае на расстоянии S от точки C , принятой за начало отсчета [1, 5].

Первая производная функции $\Phi(\omega)$ равна отношению геометрического пути OAB (рис. 1) к скорости света и, следовательно, равна групп-

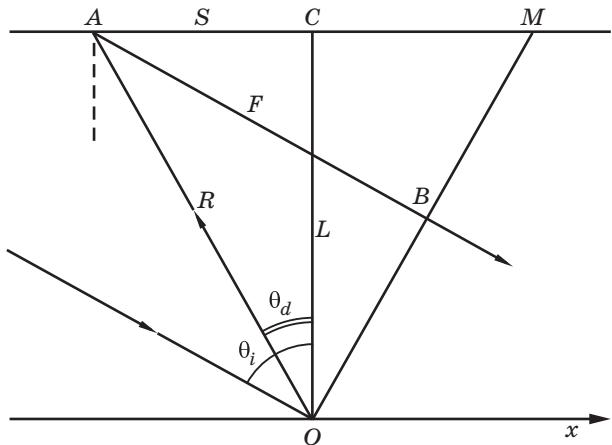


Рис. 1. Схема оптического компрессора, образованного с помощью двух дифракционных решеток, рабочие поверхности которых параллельны и обращены друг к другу. θ_i – угол падения, θ_d – угол дифракции для минус первого порядка, L – расстояние между решетками.

повой задержке спектральной компоненты в компрессоре

$$d\Phi(\omega)/d\omega = (1/c)(L/\cos\theta_d)[1 + \cos(\theta_i - \theta_d)]. \quad (10)$$

Вторая производная описывает дисперсию групповой задержки

$$d^2\Phi(\omega)/d\omega^2 = -4\pi^2 L c / (\cos^3\theta_d \omega^3 d^2). \quad (11)$$

С целью получения минимальной длительности сжатого в компрессоре чирпированного импульса (2) при идеальной параллельности его решеток необходимо оптимизировать три геометрических параметра так, чтобы дисперсия групповой задержки $d^2\Phi(\omega)/d\omega^2$ соответствовала уравнению (7) на центральной частоте ω_0 . Эти параметры – расстояние между решетками L , угол падения θ_i , который определяет угол дифракции θ_d согласно формуле решетки (8), и период решетки d .

Влияние отклонения от параллельности

На практике решетки, образующие компрессор, не могут быть строго параллельны, поэтому необходимо выяснить, как изменяется фазовая функция демодуляции компрессора при повороте одной из решеток на некоторый малый угол β . Схема хода лучей при отклонении от параллельности изображена на рис. 2.

В данном случае фазовая функция демодуляции компрессора $\Phi_\beta(\omega)$ (рис. 2) принимает вид

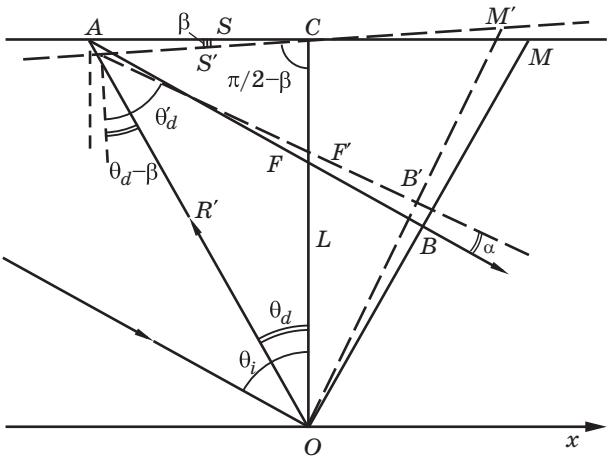


Рис. 2. Схема оптического компрессора, образованного двумя дифракционными решетками при наличии малого угла отклонения от параллельности β . $\theta'_d = \theta_i + \alpha$ – угол дифракции на второй решетке. Формула решетки имеет вид $\sin(\theta_i + \alpha) = -\sin(\theta_d - \beta) + K/k$, α – угол отклонения от направления распространения луча при идеальной параллельности.

$$\Phi_\beta(\omega) = (\omega/c)(R' + F') + 2\pi S'/d. \quad (12)$$

Можно показать, что, учитывая только величины первого порядка малости относительно угла отклонения от параллельности β , функция $\Phi_\beta(\omega)$ может быть представлена как

$$\Phi_\beta(\omega) = \Phi(\omega) - \beta \operatorname{tg} \theta_d \Phi(\omega), \quad (13)$$

где $\Phi(\omega)$ вычисляется согласно выражению (9). В результате, появляется приращение дисперсии групповой задержки, что приводит к некоторому увеличению длительности сжатого в компрессоре импульса, для вычисления которой в формулу (6) вместо $d^2\Phi(\omega)/d\omega^2$ следует подставить $d^2\Phi_\beta(\omega)/d\omega^2$. Таким образом, импульс выходит из компрессора не полностью демодулированным, т. е. продолжает оставаться частично чирпированным, и его длительность превышает минимальное значение 2τ .

Указанное приращение дисперсии групповой задержки может быть приближенно описано следующим образом

$$\begin{aligned} d^2\Phi_\beta(\omega)/d\omega^2 &= \\ &= d^2\Phi(\omega)/d\omega^2 + \beta \operatorname{tg} \theta_d 8\pi L/(\omega^2 d \cos^3 \theta_d). \end{aligned} \quad (14)$$

Вычисления показывают, что, например, при $L = 1$ м, $d = 1,7$ мкм, $\lambda_0 = 1$ мкм, $\theta_d = 65^\circ$ и при длительности исходного импульса одна пикосе-

кунда (1 пс) увеличение длительности сжатого импульса составляет около 0,12 пс на 0,1 мрад отклонения от параллельности. Этот результат вполне хорошо согласуется с результатами вычислений длительности импульса при отклонении от параллельности решеток компрессора, которые представлены в литературе [2–8].

Неполная компенсация фазовой модуляции в компрессоре (т. е. не выполнение условия (7)) является причиной того, что импульс после прохождения через компрессор приобретает остаточную угловую дисперсию. Дифференцируя формулу второй решетки (рис. 2), можно определить угол α отклонения спектральной компоненты от направления распространения при идеальной параллельности решеток

$$\alpha = \beta \cos \theta_d / \cos \theta_i. \quad (15)$$

Спектральная компонента с частотой ω отклоняется на угол $\alpha = (da/d\omega)(\omega - \omega_0)$ по отношению к направлению распространения центральной спектральной компоненты с частотой ω_0 . Фазовые фронты указанных компонент располагаются под таким же углом относительно друг друга. Поэтому, если x – координата в направлении, перпендикулярном к направлению распространения импульса, то фронты указанных компонент отстоят один от другого на расстоянии $x(da/d\omega)(\omega - \omega_0)$. Это дает соответствующее приращение первой производной фазы $\Delta\Phi_1 = x(da/d\omega)(\omega/c)$, которое можно рассматривать как дополнительную задержку или как увеличение длительности импульса [3]. Максимальное увеличение длительности импульса, связанное с присутствием остаточной угловой дисперсии, можно описать формулой

$$\Delta T_\alpha = \omega D(da/d\omega)/c, \quad (16)$$

где $da/d\omega = \beta 2\pi \operatorname{ctg} \theta_d / (\omega_0^2 d \cos \theta_i)$, D – максимальный поперечный размер импульса. Здесь для расчета $da/d\omega$ используется формула, отражающая зависимость θ_d от ω

$$d\theta_d/d\omega = -2\pi c / (\omega^2 d \cos \theta_d), \quad (17)$$

которая получена путем дифференцирования формулы решетки (8).

Оценочное значение ΔT_α при указанных выше прочих параметрах и при поперечном сечении светового пучка диаметром 1 м составляет около 0,5 пс на 0,1 мрад угла отклонения решеток от параллельности β , что вполне согласуется с данными, опубликованными в литературе [2, 3]. Как видно, увеличение длительности импульса, полученное за счет остаточной угловой диспер-

ции (16), в данном случае превышает увеличение длительности импульса, которое образуется за счет приращения фазовой функции демодуляции компрессора, рассчитанное по формулам (6, 14).

Влияние рассогласований решеток-фрагментов компрессора

Если для изготовления компрессора используются решетки, составленные из решеток-фрагментов, то необходимо учитывать, что все они могут иметь небольшие взаимные рассогласования, такие как параллельные смещения вдоль поверхности составной решетки и в направлении, перпендикулярном к ней, как показано на рис. 3а, в.

При рассогласованиях этого типа дифракционные волны, отраженные от решеток-фрагментов, входящих в состав одной решетки компрессора, приобретают разность фаз, которая может служить причиной деструктивной интерференции в дальней зоне, что может приводить к искажению импульса и к нежелательному перераспределению его энергии. Фазовый сдвиг, который получается при параллельном смещении S одной из решеток-фрагментов относительно другой вдоль поверхности решетки (рис. 3а), определяется по следующей формуле:

$$\Delta\Phi_S = -2\pi S/d. \quad (18)$$

Фазовый сдвиг $\Delta\Phi_L$, который получается при смещении ΔL одной из решеток-фрагментов относительно другой в перпендикулярном к поверхности решетки направлении (рис. 3в), определяется по формуле

$$\Delta\Phi_L(\omega) = (\omega/c)\Delta L(\cos\theta_d + \cos\theta_i). \quad (19)$$

В обоих случаях наличие фазового сдвига, равного π , приводит к значительному уменьшению суммарной интенсивности дифракционных волн в фокусе собирающей линзы. Для того чтобы избежать неблагоприятного влияния фазового сдвига, решетки-фрагменты должны быть фазированы, т. е. $\Delta\Phi_S$ и $\Delta\Phi_L$ должны равняться целому числу 2π . Из формулы (18) следует, что решетки фазированы, когда смещение S равно целому числу периодов d , при этом профиль одной из решеток-фрагментов является продолжением профиля другой (рис. 3б). Кроме того, в этом случае нет зависимости фазового сдвига от частоты, благодаря чему такой сдвиг не вносит дополнительного искажения функции фазовой демодуляции компрессора. В случае перпендикулярного взаимного сдвига решеток-фрагментов ΔL существует зависимость фазового сдвига от частоты, что может вызвать искажение функции демодуляции компрессора и остаточную угловую дисперсию. Оценочный расчет показывает увеличение длительности сжимаемого импульса 0,5 пс на 1 мм смещения решетки-фрагмента, в то же время ΔL около 0,5 мкм может быть достаточным для того, чтобы получить эффект деструктивной интерференции [5]. Таким образом, влияние фазового сдвига заметно более существенно. Поэтому при настройке компрессора фазирование решеток-фрагментов может оказаться наиболее важным.

Перемещение решетки в произвольном направлении можно рассматривать как сумму вышеуказанных перемещений, что также приводит к суммарному фазовому сдвигу ее дифракционной волны. Устранение таких рассогласований, или фазирование решеток, можно производить путем перемещения одной из решеток относительно другой как вдоль поверхности, так и перпендикулярно к ней, а также в произвольном направлении.

Существуют рассогласования решеток-фрагментов других типов, показанные на рис. 4а, б. На рис. 4а решетки-фрагменты находятся в одной плоскости, причем одна из решеток повернута на малый угол ψ вокруг оси y , перпендикулярной к этой плоскости. На рис. 4б одна из

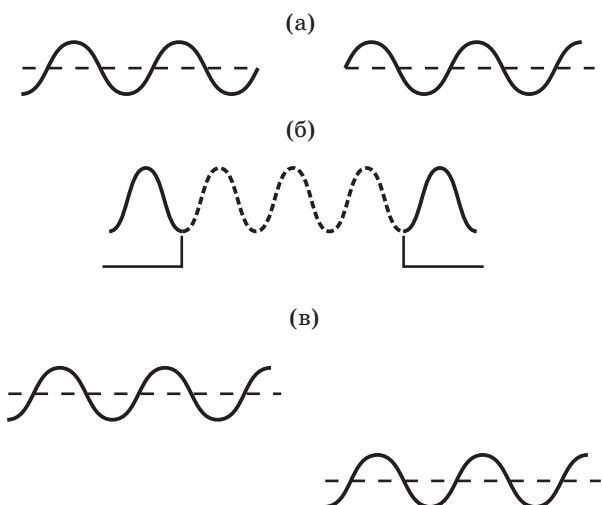


Рис. 3. а – параллельное смещение решеток-фрагментов вдоль поверхности решетки, б – параллельное смещение решеток-фрагментов вдоль поверхности решетки, когда профиль одной решетки является продолжением другой, в – параллельное смещение решеток-фрагментов в направлении, перпендикулярном к поверхности решетки.

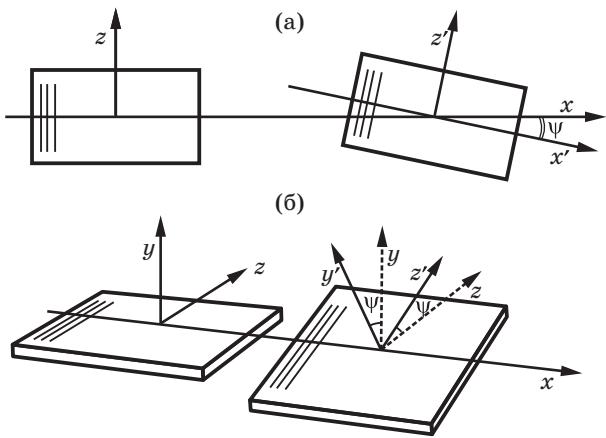


Рис. 4. а – поворот решетки-фрагмента на малый угол ψ вокруг оси y , перпендикулярной к общей плоскости решеток, б – поворот решетки-фрагмента на малый угол ψ вокруг оси x , которая лежит в плоскости решеток и перпендикулярна к штрихам.

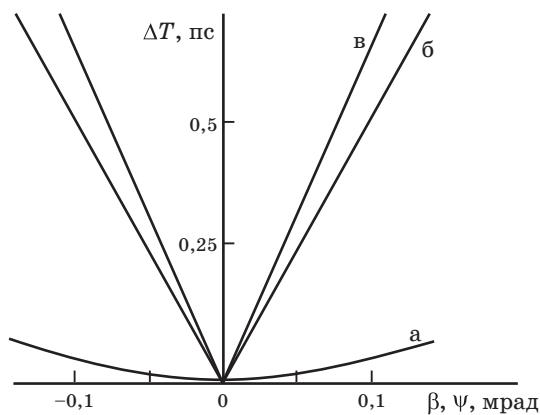


Рис. 5. а – увеличение длительности сжимаемого импульса составляет около 0,12 пс на 0,1 мрад угла β отклонения противолежащих решеток компрессора от параллельности при $L = 1$ м, $d = 1,7$ мкм, $\lambda_0 = 1$ мкм, $\theta_d = 65^\circ$, длительность исходного импульса 1 пс, б – увеличение длительности импульса из-за остаточной угловой дисперсии при указанных параметрах и диаметре поперечного сечения светового пучка $D = 1$ м составляет около 0,6 пс на 0,1 мрад угла β отклонения от параллельности, в – увеличение длительности сжатого импульса составляет около 0,6 пс на 0,1 мрад угла ψ поворота решетки-фрагмента вокруг оси y , перпендикулярной к общей плоскости решетки (см. рис. 4а) и вокруг оси x , которая лежит в плоскости решеток-фрагментов и перпендикулярна к штрихам (см. рис. 4б).

решеток-фрагментов повернута вокруг оси x , которая лежит в плоскости решеток и перпендикулярна к штрихам. Дифракционная волна, отраженная от повернутой решетки, отклоняется на угол α относительно дифракционной волны другой решетки.

Можно показать, что, если угол падения близок к автоколлимации, то в случае, изображенном на рис. 4а, угол α можно рассчитать по приближенной формуле

$$\alpha = \psi(\sin\theta_i + \sin\theta_d), \quad (20)$$

а в случае, представленном на рис. 4б – по формуле

$$\alpha = \psi(\cos\theta_i + \cos\theta_d). \quad (21)$$

Указанный угол отклонения α служит причиной запаздывания фронта одной дифракционной волны относительно другой, что при поперечном сечении импульса D приводит к увеличению длительности импульса, которое можно рассчитать следующим образом:

$$\Delta T_D = D\alpha/c. \quad (22)$$

При диаметре поперечного сечения светового пучка $D = 1$ м, $\theta_i = 65^\circ$ и длительности исходного импульса 1 пс увеличение длительности сжатого импульса составляет около 0,6 пс на 0,1 мрад угла отклонения ψ , т. е. может иметь значение, сравнимое с его длительностью. Зависимость α от частоты также приводит к наличию в сжатом импульсе остаточной чирпированности и угловой дисперсии при взаимодействии повернутой решетки-фрагмента с противолежащей решеткой компрессора, что является причиной дополнительного увеличения длительности импульса. Кроме того, взаимодействие таких волн в дальней зоне сопровождается интерференцией, что влияет на пространственное распределение интенсивности импульса.

На рис. 5 показано сравнение увеличения длительности сжимаемого импульса при различных типах рассогласований, рассмотренных в настоящей работе, для конкретного примера компрессора с расстоянием между противолежащими решетками $L = 1$ м и периодом решеток $d = 1,7$ мкм. Чирпированный импульс исходной длительности 1 пс с длиной волны $\lambda_0 = 1$ мкм падает на решетку компрессора под углом, близким к автоколлимации $\theta_d = 65^\circ$.

Потери энергии на поверхности решеток

В связи с тем что интенсивность усиленного импульса в компрессоре значительно возрастает, встают вопросы о дифракционной эффективности и о поглощении световой энергии на поверхности решеток. Для их выяснения были проведены

расчеты методом интегральных уравнений для голограммических решеток с синусоидальным профилем и золотым покрытием, которые ранее использовались в экспериментальных исследованиях [9], и показали высокую эффективность. Рассматривались решетки с 1710 мм^{-1} для длины волны $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$ и с 1500 мм^{-1} для длины волны $\lambda = 0,83 \text{ мкм}$ при относительных глубинах канавок $h/d = 0,25, 0,3, 0,35$ и при нескольких углах падения, превышающих соответствующие углы автоколлимации на значения от 1° до 10° .

Решетки с 1710 мм^{-1} обеспечивают эффективность 0,96 в непосредственной близости от угла автоколлимации при относительных глубинах канавок в пределах 0,3–0,35. Потери световой энергии на поверхности имеют значения 0,034 при $h/d = 0,3$ и 0,032 при $h/d = 0,35$. При отклонении от автоколлимации на 10° эффективность снижается до 0,92 и 0,89, а потери также снижаются до 0,032 и 0,029 соответственно. При глубине канавки $h/d = 0,25$ эффективность не превышает 0,92 при автоколлимации и 0,91 при отклонении от автоколлимации на 10° потери составляют 0,036–0,037.

Решетки с 1500 мм^{-1} в случае автоколлимации при $h/d = 0,3–0,35$ имеют эффективность от 0,85 до 0,94 и потери от 0,036 до 0,038 соответственно. При отклонении от автоколлимации на 10° эффективность не снижается, а потери возрастают до 0,037 и 0,039. При глубине канавки $h/d = 0,25$ эффективность составляет 0,71 при автоколлимации и 0,72 при отклонении от автоколлимации на 10° , а потери составляют 0,034–0,036.

Таким образом, видно, что для достижения наибольшей эффективности около 0,94–0,96 относительная глубина канавки синусоидальной решетки должна быть не менее 0,3, при этом потери световой энергии колеблются вблизи 3–4%.

Кроме поглощения на поверхности решетки, существуют некоторые потери световой энергии на стыках решеток-фрагментов. На рис. 6 изображены небольшие нерабочие области составной

решетки, включающие области неопределенного профиля, которые образуются на краях решеток при их изготовлении, а также зазоры между решетками-фрагментами. В этих нерабочих областях происходит рассеяние света, которое можно оценить как произведение суммарной площади этих областей на дифракционную эффективность решетки и интенсивность света.

Заключение

Решетки-фрагменты составных решеток компрессора имеют взаимные рассогласования различных типов. Дифракционная волна, отраженная от одной из решеток-фрагментов, падает на решетки-фрагменты противолежащей решетки. При этом импульс разбивается на множество частей, испытывающих на себе влияние всех рассогласований решеток-фрагментов, с которыми он взаимодействует. Точный расчет влияния всех указанных рассогласований является достаточно сложной задачей. Взаимные повороты и сдвиги, перпендикулярные к поверхности решетки, приводят к неполной компенсации фазовой модуляции чирпированного импульса и появлению остаточной угловой дисперсии. Импульс после сжатия в компрессоре продолжает оставаться частично чирпированным, вследствие чего его длительность превышает минимальную. Ввиду наличия угловой дисперсии волновые фронты спектральных компонент запаздывают относительно центральной компоненты, что также ведет к увеличению длительности импульса.

В настоящей работе получены формулы для вычисления приращения дисперсии групповой задержки при отклонении решеток компрессора от параллельности и для увеличения длительности импульса, связанного с присутствием остаточной угловой дисперсии. Показано, что увеличение длительности импульса за счет остаточной угловой дисперсии может превышать увеличение длительности импульса, которое образуется за счет неполной демодуляции фазовой функции компрессора. Получены формулы для вычисления углов отклонения дифракционных волн при относительных поворотах решеток-фрагментов и увеличения длительности сжатого импульса при таких поворотах. Представлено сравнение увеличения длительности сжатого импульса при различных типах рассогласований, рассмотренных в настоящей работе.

При параллельных и перпендикулярных относительных смещениях решеток-фрагментов отраженные от них дифракционные волны при-

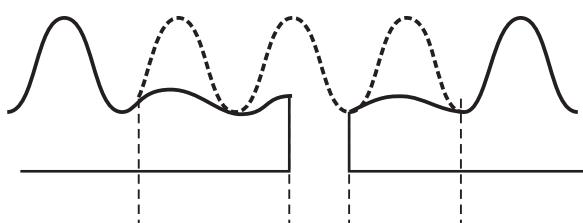


Рис. 6. Области неопределенного профиля на стыках решеток и зазоры между решетками.

обретают разность фаз, которая существенно влияет на распределение энергии импульса в дальней зоне. Относительные смещения решеток, сравнимые с длиной световой волны, приводят к нежелательным интерференционным явлениям. Получены формулы для расчета фазовых сдвигов при рассогласованиях этого типа. В связи со значительной интенсивностью усиленного сжатого лазерного импульса рассмотрен вопрос о дифракционной эффективности и поглощении световой энергии на поверхности решеток. Получен диапазон глубин канавки синусоидальной решетки, который позволяет обеспечить наибольшую эффективность при минимальных потерях световой энергии.

Корректировка сдвигов и поворотов всех решеток-фрагментов требует определения допустимых параметров рассогласований и применения высокоточных механических устройств для юстировки компрессора. Критерием юстировки может служить, например, получение максимальной интенсивности импульса в фокусе при соблюдении найденных допустимых значений взаимных поворотов и сдвигов решеток-фрагментов. При согласованной работе всех фрагментов составной решетки она должна восприниматься световым пучком как цельная, что дает возможность получить максимальную согласованность противолежащих решеток компрессора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings // IEEE Jour. Quant. Electron. 1969. V. QE-5. № 9. P. 454–458.
2. Zhang T., Yonemura M., Kato Y. An array-grating compressor for high-power chirped-pulse amplification laser // Opt. Commun. 1998. V. 145. P. 367–376.
3. Fiorimi C., Sauteret C., Rouyer C., Blanshot N., Secne S., Migus A. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation // IEEE Jour. Quant. Electron. 1994. V. 30. № 7. P. 1662–1670.
4. Harimoto T., Shiraga H. Spatialtemporal distribution of chirped-pulse-amplification laser pulses in focal plane // University of Yamanashi, Institute of laser engineering, Osaka University. 2005. V. 2004. P. 53–54.
5. Wise S., Quetschke V., Desphande A.J., Mueller G., Reitze D.H., Tanner D.B., Whiting B.F., Chen Y., Tunnemann A., Kley E., Clausnitzer T. On the phase of light diffracted by gratings // Max-Planck-Institute for Gravitationsphysics, 14476 Golm, Germany. Department of Physics. University of Florida. March 2004.
6. Christov I.P., Tomov I.V. Large bandwidth pulse compression with diffraction gratings // Opt. Commun. 1986. V. 58. P. 338–342.
7. Harimoto T. Far-field pattern analysis for an array grating compressor // Jap. Jour. Appl. Phys. 2004. V. 43. № 4A. P. 1362–1365.
8. Cotel A., Castaing M., Pichon P., Le Blanc C. Phased-array grating compression for high-energy chirped pulse amplification lasers // JOSA 2007/OPTICS EXPRESS. V. 15. № 5. P. 2742.
9. Винокурова В.Д., Герке Р.Р. Численное моделирование голограммных дифракционных решеток с покрытиями для компрессии мощных лазерных импульсов // Опт. и спектр. 1997. Т. 83. № 6. С. 990–994.