«Оптика атмосферы», **1,** № 4 (1988) УДК 621.375.8+621.375.8

О.И. Алдошина, В.В. Бачериков, В.А. Фабриков

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА КАК ОТВЕТВИТЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАВНО ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Рассмотрена возможность построения на дифракционной решетке отражательного типа (зеркало со слабо возмущенным по периодическому закону профилем отражающей поверхности) ослабителя излучения с плавно регулируемым коэффициентом e_n ответвления энергии в пучок n-го порядка дифракции. Управление величиной e_n осуществляется поворотом зеркала-решетки на угол α вокруг биссектрисы угла между падающим и дифрагировавшим пучками; направление последнего при этом не меняется. Найдена аналитическая зависимость $e_n(\alpha)$. Для линейно-поляризованной волны при конфигурации Литрова (дифрагировавший пучок направлен навстречу падающему) она записывается в виде $e_n(\alpha) = B[1 + g_n \cos^2(\alpha + \Phi°)]$. Здесь B и g_n — постоянные с типовыми значениями $B \simeq 10^{-3}$ и $g_n \simeq 2$.

Ответвитель может найти в лазерной технике ряд применений, связанных с калибровкой оптических устройств, например — при формировании опорных импульсов в блоке контроля за выходным излучением лидара.

1. Ответвители на дифракционной решетке используют в качестве ослабителей излучения [1] и первичных преобразователей при контроле за параметрами лазеров [2—4]. Теория и общие принципы применения таких ответвителей в оптике рассмотрены в работах [5, 6]. Некоторые сведения о технологии изготовления и характеристиках ответвителей приведены в работе [7].

В простейшем варианте ответвитель рассматриваемого типа представляет собой хорошо отражающее в заданном диапазоне волн металлическое зеркало со слабовозмущенным по линейному периодическому закону профилем отражающей поверхности. Угловое разделение пучков различного порядка дифракции в спектре отраженных волн определяется периодом d, а доля ответвляемой в эти пучки энергии излучения — глубиной h профиля. Величины d и h оцениваются по отношению к длине волны λ падающего на решетку излучения. При малых h/λ доля e_n энергии, ответвляемой в пучок n-го порядка дифракции, близка к $(2\pi h/n\lambda)^2$. Но она зависит также от углов падения и дифракции и в определенных обстоятельствах может существенно отличаться от приведенного значения. Ею можно управлять, меняя ориентацию зеркала-решетки в пространстве по отношению к падающему пучку излучения.

Существующие методы расчета — численные при больших значениях h/λ и аналитические при малых — позволяют с большой точностью оценивать e_n по известным параметрам решетки и углам ее ориентации в пространстве при различных состояниях поляризации падающего излучения. В ряде случаев ответвитель на решетке можно рассматривать как расчетное средство измерения и использовать в качестве масштабного преобразователя энергии лазерных пучков в эталонных и поверочных установках [4]. Важной особенностью такого преобразователя является то, что структура прошедшего (зеркально отраженного) и ответвленных пучков при хорошем технологическом исполнении решетки практически не различаются между собой и совпадают со структурой падающего пучка. Важной особенностью ответвителя является также устойчивость его характеристик к процессам старения. В результате старения может измениться доля поглощаемой и диффузно рассеиваемой решеткой энергии падающего излучения. При этом изменятся доли энергий прошедшего (зеркально отраженного) и дифрагировавших пучков. Однако отношения этих величин остаются практически постоянными. Процессы старения, таким образом, мало сказываются на дифракционных эффективностях решетки, если последние относить не к падающему, а к проходящему (зеркально отраженному) излучению. Но именно так определенные эффективности представляют в большинстве случаев практический интерес.

Устройства рассматриваемого типа, позволяющие с большой точностью воспроизводить и передавать единицу ослабления сигнала от лазерного источника в диапазоне значения $10^2 - 10^6$ ($e_n = 10^{-2} - 10^{-6}$), используются при калибровке и поверке оптической аппаратуры. Особый интерес они могли бы представить в связи с задачей калибровки устройств, работающих на борту космических станций, например, при формировании опорных импульсов в блоке контроля за выходным излучением лидаров [8]. Их применение для указанных целей, однако, затрудняется сложностью настройки на заданное значение e_n и варьирования этого значения в требуемых пределах вокруг номинала. В данной статье рассматривается принципиальная возможность построения ответвителя на дифракционной решетке с плавно перестраиваемой характеристикой e_n, в котором эти трудности частично устраняются. Выводятся необходимые для анализа свойств ответвителя расчетные соотношения.

2. В основу работы ответвителя с перестраиваемой характеристикой положен известный в теории решеток принцип геометрической инвариантности [9]. Согласно этому принципу, при вращении решетки вокруг некоторого специально выбранного направления ориентация дифрагировавшего пучка в пространстве остается неизменной. Таким направлением является биссектриса угла между дифраги-

ровавшим и падающим пучками. Ориентация дифрагировавшего пучка при вращении решетки вокруг этого направления остается неизменной, но доля ответвляемой в него энергии меняется. Зависимость e_n от угла поворота решетки α при малых h/λ может быть представлена в виде

$$e_n = B_n f_n(\alpha), \ 0 \leqslant \alpha < 2\pi, \ n = \pm 1, \ \pm 2, \ \dots \tag{1}$$

Здесь B_n — не зависящая от угла α постоянная

$$B_n = (4\pi/\lambda)^2 |C_n|^2, \tag{2}$$

выражаемая через длину волны излучения λ и коэффициенты Фурье C_n периодической функции $\xi(x) = \xi(x + d)$, описывающей профиль решетки; $f(\alpha)$ — непрерывная, плавно меняющаяся функция α. Для решетки прямоугольного профиля ($\xi(x) = h$ при $0 \le x < pd$ и $\xi(x) = 0$ при $pd \le x < d$)

$$C_n = \frac{\sin(n\pi p)}{n\pi} h. \tag{2'}$$

Величина p, так же как и d и h, является технологически управляемым параметром. При $p = 1/2$ коэффициенты $|C_n|^2$ для всех четных порядков дифракции обращаются в нуль, а для нечетных равны $(h/n\pi)^2$.

Задача заключается в том, чтобы найти в явном виде входящую в уравнение (1) функцию $f(\alpha)$.

Выберем для рассмотрения в качестве начального (α=0) такое положение решетки, при котором ее штрихи перпендикулярны плоскости падения волны. Это соответствует простейшему случаю плоской дифракции волны на решетке. Введем неподвижную систему декартовых координат, совместив ось y с нормалью к плоскости решетки в ее начальном положении, а ось z — с направлением штрихов. Ось вращения OO′, совпадающая с биссектрисой угла между падающим и дифрагировавшим пучками n-го порядка, лежит при этом в плоскости xy под углом $\beta = (\Theta_n^\circ - \Theta^\circ)/2$ к оси y (см. рисунок). Здесь Θ° и Θ — углы падения и дифракции, связанные между собой формулой плоской дифракции

$$\sin \Theta_n^0 = \sin \Theta^\circ + n\lambda/d. \tag{3}$$

Нуль в показателе степени отмечает углы, относящиеся к начальному положению решетки ($\alpha = 0$).

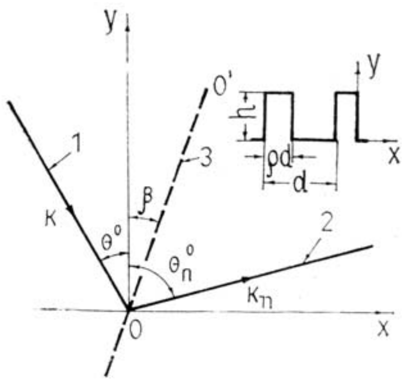

Рис. 1. Схема дифракции (плоской) в начальном положении решетки: *1* — падающий пучок излучения с волновым вектором $\boldsymbol{\kappa}$; *2* — дифрагировавший пучок с волновым вектором $\boldsymbol{\kappa}_n$; *3* — биссектриса угла между падающим и дифрагировавшим пучками, совпадающая с осью вращения 00′

При повороте решетки вокруг OO′ из начального положения на произвольный угол α случай плоской дифракции, когда плоскость падения перпендикулярна штрихам решетки и пучки всех порядков дифракции лежат в одной плоскости, сменяется, вообще говоря, более сложным случаем конической дифракции. Штрихи решетки образуют теперь с плоскостью падения угол $90° - \varphi$, отличный от 90°, и дифрагировавшие пучки лежат не в одной плоскости, а на поверхности конуса; ось конуса параллельна штрихам решетки, а плоский угол при вершине 2Ω определяется соотношениями

$$\cos \Omega = \sin \Theta_n \sin \varphi_n = \sin \Theta \sin \varphi, \ n = 0, \ \pm 1, \ \dots \tag{4}$$

Здесь Θ, φ и Θ_n, φ_n — полярный и азимутальный углы падающего и дифрагировавшего пучков в системе отсчета, связанной с повернутой вокруг оси OO' на угол α решеткой. Уравнение (4) дает первое соотношение между углами Θ_n, φ_n и Θ, φ при конической дифракции. Второе соотношение записывается в виде

$$\sin\Theta_n \cos\varphi_n = \sin\Theta\cos\varphi + n\lambda/d. \tag{5}$$

Оба соотношения, (4) и (5), являются следствием закона сохранения импульса применительно к периодическим структурам.

Для случая конической дифракции плоской линейно-поляризованной волны на отражательной идеально проводящей решетке с мелким профилем ($2nh/\lambda \ll 1$) доля e_n энергии, ответвляемой в пучок n-го порядка дифракции, определяется выражением [10]

$$e_n = B_n \cos\Theta_n \cos\Theta \left[1 + \nu_n^2 \frac{(\cos\varphi\cos\Phi + \sin\varphi\cos\Theta\sin\Phi)^2}{\cos^2\Theta_n\cos^2\Theta} \right], \quad n = \pm 1, \pm 2, \ldots \tag{6}$$

Здесь

$$\cos\Theta_n = (\cos^2\Theta - 2\nu_n\sin\Theta\cos\varphi - \nu_n^2)^{1/2}, \quad \nu_n = n\lambda/d; \tag{6'}$$

Φ — угол между вектором напряженности электрического поля волны $\boldsymbol{E}$ и перпендикулярным к волновому вектору к направлением в плоскости падения. Выражение, стоящее в круглых скобках правой части уравнения (6), является скалярным произведением двух векторов: единичного вектора $\boldsymbol{E}/E$ и вектора $\boldsymbol{u}$, лежащего в плоскости xy и представляющего собой повернутую на 90 градусов проекцию на эту плоскость единичного волнового вектора $\boldsymbol{\kappa}/\kappa$ падающей волны.

Чтобы от уравнения (5) прийти к уравнению (1), нужно выразить через α все входящие в (5) функции углов Θ, Θ_n, φ, Φ. Сделаем это, воспользовавшись известными способами математического описания вращений в трехмерном евклидовом пространстве [11].

3. Вращения трехмерного пространства вокруг произвольной фиксированной оси образуют подгруппу (коммутативную) группы трехмерных вращений R_3^+. Это двухмерные вращения, которым соответствуют матрицы преобразования вида [11]

$$A_{j\kappa}(\boldsymbol{\alpha}) = \delta_{j\kappa}\cos\alpha + \alpha_j\alpha_\kappa(1-\cos\alpha) - \varepsilon_{j\kappa l}\alpha_l\sin\alpha, \quad j, \kappa, l = 1, 2, 3. \tag{7}$$

Здесь δ_{jk} и ε_{jkl} — символы Кронекера и Леви—Чевита (единичный тензор второго ранга и совершенно антисимметричный единичный псевдотензор 3-го ранга соответственно); α — параметр, соответствующий углу поворота и принимающий значения из интервала $0 \le \alpha \le 2\pi$; α_l — направляющие косинусы оси вращения в заданной системе координат; $\boldsymbol{\alpha} = \alpha\boldsymbol{\alpha}_0$; $\boldsymbol{\alpha}_0 = \boldsymbol{\alpha}_0(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$. В нашем случае $\alpha_1 = \sin\beta$, $\alpha_2 = \cos\beta$, $\alpha_3 = 0$, и компоненты матрицы вращения принимают вид

$$\left.\begin{aligned} A_{11} &= \cos\alpha + \sin^2\beta(1-\cos\alpha), \\ A_{22} &= \cos\alpha + \cos^2\beta(1-\cos\alpha), \\ A_{33} &= \cos\alpha, \\ A_{12} &= A_{21} = \sin\beta\cos\beta(1-\cos\alpha), \\ A_{13} &= -A_{31} = \cos\beta\sin\alpha, \\ A_{32} &= -A_{23} = \sin\beta\sin\alpha. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

При вращении решетки каждый из связанных с ней векторов $\boldsymbol{v}$ преобразуется в новый вектор $\boldsymbol{v}'$ в соответствии с правилами матричного умножения:

$$v_j' = A_{j\kappa}(\boldsymbol{\alpha})\, v_\kappa. \tag{9}$$

Здесь $A_{jk}(\alpha)$ — матрица преобразования (7); по дважды встречающемуся индексу в (7) и (9) предполагается суммирование. Эквивалентной формой записи уравнений (7, 9) является векторное уравнение

$$\boldsymbol{v}' = \cos\alpha\boldsymbol{v} + (1 - \cos\alpha)(\boldsymbol{\alpha}_0\cdot\boldsymbol{v})\boldsymbol{\alpha}_0 + \sin\alpha\boldsymbol{\alpha}_0\times\boldsymbol{v}. \tag{10}$$

С помощью формул (7—9) или же формулы (10) можно найти компоненты всех повернутых векторов в старой системе координат и всех неподвижных векторов — в новой. В частности, можно найти в старой системе координат компоненты векторов $\boldsymbol{n}_0$, τ_0 и η_0 направленных по нормали к решетке, вдоль штрихов и перпендикулярно к ним, и, произведя простые, хотя и громоздкие вычисления, определить все входящие в (6) величины через угол поворота решетки α и значения углов $\Theta°$, $\Phi°$, $\overset{\circ}{\Theta}_n$. При этом получаем уравнение (1), в котором и

$$f_n(\alpha) = e_n/B_n = a_n + \nu_n^2 b_n^2/a_n \tag{11}$$

$$\left.\begin{aligned} a_n &= \cos\Theta_n\cos\Theta = \cos\overset{\circ}{\Theta}_n\cos\Theta + \left(\frac{\cos\overset{\circ}{\Theta}_n - \cos\Theta°}{2}\right)\sin^2\alpha,\\ b_n &= \cos\alpha\cos\Phi° - \cos\left(\frac{\overset{\circ}{\Theta}_n + \Theta°}{2}\right)\sin\alpha\sin\Phi°. \end{aligned}\right\} \tag{11′}$$

Направления, задаваемые в старой системе координат углами $\Theta°$ и $\overset{\circ}{\Theta}_n$, связанными между собой уравнением плоской дифракции (3), в новой системе координат $\boldsymbol{n}_0$, τ_0, η_0 задаются (для выбранного значения n) углами Θ, φ и Θ_n, φ_n, для которых выполняются уравнения конической дифракции (4) и (5). При этом

$$\sin\Theta\cos\varphi = \sin\Theta°\cos^2(\alpha/2) - \sin\overset{\circ}{\Theta}_n\sin^2(\alpha/2).$$

В случае волны эллиптической поляризации аналогичное рассмотрение приводит к более общей формуле где

$$f_n(\alpha) = a_n + \nu_n^2\left[(1-\varepsilon^2)b_n^2 + \varepsilon^2 c_n\right]/(1+\varepsilon^2)a_n, \tag{12}$$

где

$$c_n = 1 - \sin^2\left[(\Theta° + \overset{\circ}{\Theta}_n)/2\right]\sin^2\alpha; \tag{12′}$$

ε — отношение осей эллипса поляризации по .амплитуде. При $\varepsilon = 0$ из (12) получаем (11); при $\varepsilon = 1$

$$f_n(\alpha) = a_n + \nu_n^2 c_n/2a_n. \tag{13}$$

4. Формулы (11) и (12) представляют основной результат данной работы. Они подтверждают возможность построения ответвителя с плавно перестраиваемой характеристикой и устанавливают необходимые для этого расчетные соотношения. В формулы (11) и (12) входят как параметры величины $\Theta°$, $\overset{\circ}{\Theta}_n$, $\Phi°$ и ε. Варьирование этими величинами позволяет управлять видом зависимости $f(\alpha)$.

Рассмотрим подробней простейший, но практически важный случай конфигурации Литрова, при которой параметры решетки и ее ориентацию в пространстве выбирают так, что $\overset{\circ}{\Theta}_n = -\Theta°$, то есть пучок выбранного порядка дифракции n направлен навстречу падающему пучку. Это имеет место при $\sin\Theta° = -\nu_n/2$. Тогда $a_n = \cos^2\Theta° = (1-\nu_n/2)^2$, $b_n = \cos(\alpha + \Phi°)$, $c_n = 1$ и формула (12) принимает вид

$$f_n(\alpha) = \frac{1 + (\nu_n/2)^4}{1 - (\nu_n/2)^2}\left[1 + \frac{2(\nu_n/2)^2}{1 + (\nu_n/2)^4}\left(\frac{1-\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2}\right)\cos 2\alpha\right], \quad |\nu_n/2| < 1. \tag{14}$$

При написании (14) мы сместили начало отсчета углов α на величину $-\Phi°$. Из (14) видно, что на характер зависимости $f_n(\alpha)$ сильно влияет состояние поляризации волны. При $\varepsilon = 1$ эта зависимость для конфигурации Литрова исчезает полностью, а при $\varepsilon = 0$ она велика и описывается формулой

$$f_n(\alpha) = \frac{1 + (\nu_n/2)^4}{1 - (\nu_n/2)^2}\left[1 + \frac{2(\nu_n/2)^2}{1 + (\nu_n/2)^4}\cos 2\alpha\right]. \tag{15}$$

Последнюю можно получить и непосредственно из уравнения (6), записав это уравнение применительно к случаю плоской дифракции ($\varphi=0$) в виде и положив в нем

$$\Theta_n^{\bullet} = -\Theta^\circ = \arcsin(\nu_n/2), \quad \Phi = \Phi^\circ + \alpha.$$

Действительно, при вращении решетки вокруг направления падающего пучка (а в случае конфигурации Литрова ось вращения совпадает с этим направлением) условия плоской дифракции сохраняются. Сохраняются неизменными углы $\Theta = \Theta^\circ$, $\Theta_n = \Theta_n^\circ$, $\varphi = 0$. Меняется лишь угол поляризации Φ, причем так, что $\Phi = \Phi^\circ + \alpha$.

Погрешность оценки коэффициентов ответвления энергии $e_n(\alpha)$ по формулам (1), (12) определяется точностью выставления значений входящих в эти формулы величин ν_n, B_n, Φ° и ε. Величина $\nu_n = n\lambda/d$ устанавливается с высокой точностью по измеренным значениям λ и d и в процессе работы устройства обычно не меняется. Величину $B_n = (4\lambda/nh)^2$ можно рассчитать по измеренной глубине профиля решетки h; но удобной для ее нахождения использовать зависимость

$$B_n = \frac{(1-\nu_n/2)^2}{1+(\nu_n/2)^4}(e_n)_{\text{ср}}, \tag{16}$$

связывающую B_n со средней величиной коэффициента ответвления $e_n(\alpha)$

$$(e_n)_{\text{ср}} = [(e_n)_{\max} + (e_n)_{\min}]/2. \tag{16$'$}$$

Величину $(-\Phi^\circ)$ или начальное значение α в формуле (14) находят экспериментально поворотом решетки на угол, при котором $e_n(\alpha)$ достигает максимального значения. Наконец, значение параметра $(1-\varepsilon^2)/(1+\varepsilon^2)$ устанавливается из соотношения

$$\frac{1-\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} = \frac{1+(\nu_n/2)^4}{2(\nu_n/2)^2}s_n \tag{17}$$

по измеренной глубине модуляции s_n сигнала при вращении решетки,

$$s_n = \frac{(e_n)_{\max} - (e_n)_{\min}}{(e_n)_{\max} + (e_n)_{\min}}. \tag{17$'$}$$

Основной вклад в методическую погрешность при оценке $e_n(\alpha)$ дает, таким образом, погрешность измерения величин $(e_n)_{\max}$ и $(e_n)_{\min}$. Что касается инструментальной погрешности, то она определяется конструктивными и технологическими решениями и может быть сделана достаточно малой.

Основным выводом проведенного рассмотрения является возможность построения на дифракционной решетке отражательного типа (зеркало со слабовозмущенным по периодическому закону профилем отражающей поверхности) ответвителя излучения с плавно регулируемой долей ответвляемой в заданный порядок дифракции энергии излучения падающей волны. Управление этой величиной осуществляется поворотом зеркала—решетки вокруг биссектрисы угла между падающим и дифрагировавшим пучками без изменения ориентации последнего. Зависимость коэффициента ответвления от угла поворота решетки описывается полученными в работе соотношениями (11—14). Ответвители рассматриваемого типа нужны для калибровки и поверки оптических систем различного назначения. В частности, они могут найти применение при формировании опорных импульсов в блоке контроля за выходным излучением лидара.

Исходя из ранее полученных экспериментальных и теоретических данных и из приведенных в данной статье дополнительных расчетных соотношений, можно следующим образом оценить типовые параметры предлагаемого ответвителя:

рабочий диапазон длин волн .... 0,5—10,6 мкм
диапазон реализуемых значений коэффициента ответвления .... 10^{-2}—10^{-5}
погрешность в оценке абсолютного значения реализуемого в рабочих условиях коэффициента ответвления 10%
погрешность воспроизведения выбранного коэффициента ответвления 1%
диапазон варьирования коэффициента ответвления (от номинала) при плавной перестройке ответвителя .... ±90%

В данной статье рассмотрена лишь принципиальная возможность и общая схема построения ответвителя. Вопросы конструирования, оптимальных схемных и технологических решений и метрологических оценок должны стать предметом отдельного рассмотрения.

1. Воронков Г.Л. Ослабители оптического излучения. Л.: Машиностроение, 1980. — 157 с.
2. Loeven E.G., Nevier M., Maystre D. — Appl. Opt., 1976, vol. 15, p. 2937.
3. Аполлонов В.В., Бочкарь Е.П., Заславский В.Я. и др. — Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 15.
4. Дьячков А.Л., Кауфман С.А., Колбановская Н.А. и др. — Вопр. метрологического обеспечения параметров технологических лазеров. Сб. научн. тр. М.: ВНИФТРИ. 1984, с. 99.
5. Electromagnetic theory of gratings/Ed. R. Petit. B: Springer—Verlag, 1980.
6. Maystre D. Rigorous vector theories of diffraction gratings. Progress in optics, 21/Ed. E. Wolf. Elsevier science publishers B. V., 1984.
7. Вертушкин В.К., Дьячков А.Л., Фабриков В.А. — Оптико-механич. промышленность, 1986, № 1, с. 26.
8. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М: Мир, 1987. — 550 с.
9. Maystre D., Nevier M., Hunter W.R. — Appl. Opt., 1985, v. 24, p. 215.
10. Вертушкин В.К., Смоктий О.И., Фабриков В.А. — Доклады АН СССР, 1987, т. 293, с. 860.
11. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973. — 831 с.

Всесоюзный научно- исследовательский
институт оптико-физических измерений, Москва

Поступила в редакцию
9 декабря 1987 г.

O.I. Aldoshina, V.V. Bachericov, V.A. Fabricov. **Diffraction Grating Light Splitter for Continuous Tuning of Coupled-out Beam Power.**

The feasibility of constructing a reflection grating light splitter is discussed. The splitter design is to provide continuous tuning of the coupled-out beam power (CBP) for a fixed beam direction. CBP control is effected by rotating the diffraction grating. Possible applications of the tunable splitter in laser and lidar engineering are considered.