

МЕТОД ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ (МЕТОД АТНАШЕВА) (Часть III)

В.Б.Атнашев, А.В.Атнашев, П.В.Атнашев, А.С.Боярченков
Негосударственное образовательное учреждение "Уральский технологический университет"
620049, Екатеринбург, Мира, 23, оф. 213
E-mail: info@utu.ru

Поступила в редакцию 13 июня 2001г.; после доработки 6 июля 2001 г.

Рассмотрены спектральные характеристики метода интерференции на дифракционной решетке. Проведен расчет разрешающей способности спектрофотометра и найдена схема учета фонового излучения. Предложена конструкция спектрофотометра с двухполупериодной фоточувствительной решеткой.

Атнашев Виталий Борисович – кандидат технических наук, ректор негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет", член-корреспондент Российской экологической академии.

Область научных интересов: спектральный анализ и экологический мониторинг.

Автор более 70 научных публикаций и изобретений.

Атнашев Алексей Витальевич – исполняющий обязанности младшего научного сотрудника негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет".

Область научных интересов: спектральный анализ и химические технологии.

Автор 3 научных публикаций.

Атнашев Павел Витальевич - исполняющий обязанности младшего научного сотрудника негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет".

Область научных интересов: спектральный анализ и информационные технологии.

Автор 3 научных публикаций.

Боярченков Алексей Сергеевич - исполняющий обязанности младшего научного сотрудника негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет".

Область научных интересов: спектральный анализ и оптоэлектроника.

Автор 2 научной публикации.

В работах [1-3] рассмотрен метод спектрометрии, основанный на выделении интерференционных полос стоячей световой волны на периодической решетчатой структуре, аналогичной дифракционной решетке, образованной штрихами тонкого, частично пропускающего фотоэлектрического слоя. Рассчитанные спектральные характеристики предложенного метода и уже найденные конструкторские решения позволили авторам сделать вывод о целесообразности проведения дальнейших исследований, конечным

результатом которых должно стать создание спектрофотометра нового типа. Этому и посвящена настоящая работа.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Продолжим изучение возможностей метода интерференции на дифракционной решетке.

Разрешающая способность спектрофотометра

В работе [1] мы рассчитали разрешающую способность спектрофотометра, исходя из установленного Рэлеем соотношения [4]:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = m \cdot N \quad (1)$$

где λ – длина световой волны в выбранном рабочем диапазоне; $\delta\lambda$ – узкий спектральный участок в окрестности λ , называемый спектральным разрешением; m – порядок спектра; N – число штрихов решетки. Для случая $N = 2$ и $m = N$ было найдено, что

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 2N \quad (2)$$

При этом исходили из общих соображений, что, если по формуле (1) можно определить разрешающую способность для интерференционного и дифракционного методов, то и для метода, занимающего между ними промежуточное положение, также возможно использование формулы (1). Ниже приводится расчет разрешающей способности для предлагаемого метода, из которого видно, насколько справедливым было наше предположение.

Ранее было показано [2], что интенсивность электрического вектора s_y^2 стоячей световой волны длиной λ в фокальной плоскости спектрофотометра по оси y равна

$$s_y^2 = 4a^2 \sin^2 \left(2\pi \frac{y \cdot \sin \varphi}{\lambda} \right) \quad (3)$$

где a – амплитуда световой волны; φ – угол между фокальной плоскостью спектрофотометра и плоскостью отражающего зеркала.

Тогда для стоячей световой волны длиной $(\lambda + \delta\lambda)$ интенсивность s_{iy}^2 равна

$$s_{iy}^2 = 4a^2 \sin^2 \left(2\pi \frac{y \cdot \sin \varphi}{\lambda + \delta\lambda} \right) \quad (4)$$

Так как в фокальной плоскости спектрофотометра расположена фоточувствительная решетка, период d которой задается исходя из соотношения $\sin \varphi = \lambda / 2d$, то можно переписать выражение (4) с учетом этого соотношения

$$s_{iy}^2 = 4a^2 \sin^2 \left(2\pi \frac{y\lambda}{2d(\lambda + \delta\lambda)} \right) = 4a^2 \sin^2 \left(\frac{y}{d} \cdot \frac{\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) \quad (5)$$

Для удобства расчетов примем, что суммарная интенсивность воздействия электрического вектора стоячей световой волны равна $0,5 \cdot N \cdot s_0^2$ (где s_0^2 – максимальная интенсивность электрического вектора стоячей световой волны равная $4a^2$) в точках $y = Nd - d/2$, расположенных в середине каждого фоточувствительного штриха решетки (рис. 1):

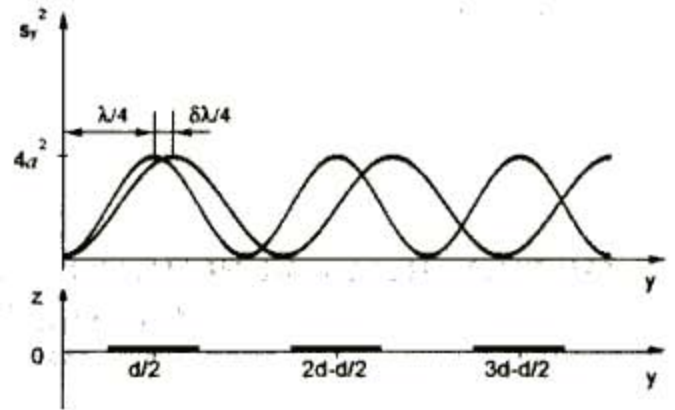


Рис.1. Распределение интенсивности s_y^2 электрических векторов стоячих световых волн длиной λ и $\lambda + \delta\lambda$ в направлении оси y , проходящей через фоточувствительную решетку (а) и сечение фоточувствительной решетки в плоскости, перпендикулярной фокальной плоскости спектрофотометра (б); d – период фоточувствительной решетки

$$s_{iy}^2 = 4a^2 \sin^2 \left(\frac{0,5\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + 4a^2 \sin^2 \left(\frac{1,5\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + 4a^2 \sin^2 \left(\frac{2,5\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + \dots + 4a^2 \sin^2 \left(\frac{(2N-1)\pi\lambda}{2(\lambda + \delta\lambda)} \right) = 0,5N s_0^2 \quad (6)$$

Аналогично можно получить, заменяя s_0^2 на $4a^2$

$$\sin^2 \left(\frac{0,5\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + \sin^2 \left(\frac{1,5\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + \sin^2 \left(\frac{2,5\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + \dots + \sin^2 \left(\frac{(2N-1)\pi\lambda}{2(\lambda + \delta\lambda)} \right) = 0,5N \quad (7)$$

После преобразования выражения (7), получим

$$\cos \left(\frac{\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + \cos \left(\frac{3\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + \cos \left(\frac{5\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) + \dots + \cos \left(\frac{(2N-1)\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) = 0 \quad (8)$$

или

$$\sum_{i=1}^N \cos \left((2i-1) \frac{\pi\lambda}{\lambda + \delta\lambda} \right) = 0 \quad (9)$$

Решение уравнения (9) удовлетворяет соотношению

$$\pi \frac{\lambda}{\lambda + \delta\lambda} = \pi \frac{2N-1}{2N} \quad (10)$$

После преобразования выражения (10) получим искомое значение разрешающей способности для данного спектрофотометра

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 2N - 1 \quad (11)$$

Графическая интерпретация решения уравнения (6) приведена на рис.2.

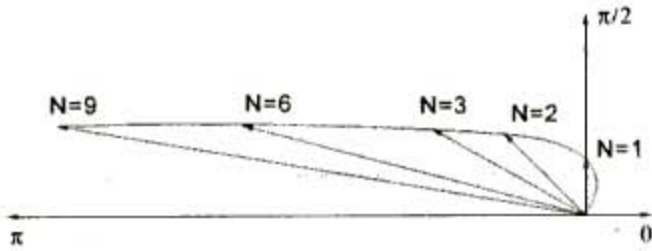


Рис.2. Диаграмма результирующего вектора для N фоточувствительных штрихов решетки

Таким образом найденная формула для расчета разрешающей способности спектрофотометра практически совпадает с формулой (2). Различие в слагаемом (-1) связано с выбором критерия разрешения, обусловленного выражением $0.5 \cdot N \cdot s^2$. Рассмотрим, насколько он близок к классическому критерию Рэля, численно равному 0.811 [5].

Вычисление проведем для одного штриха фоточувствительной решетки (рис. 3). Рассмотрим две стоячие световые волны с одинаковой интенсивностью и с длинами волн, лежащими на отрезке $\Delta\lambda$. Положим их длины равными λ и $\lambda + \Delta\lambda$. При этом, как это было сделано выше, примем, что в точке $d/2$ интенсивность стоячей световой волны длиной λ равна $4a^2$, интенсивность стоячей световой волны длиной $\lambda + \Delta\lambda$ в той же точке равна $2a^2$, соответственно, $\lambda = \Delta\lambda$.

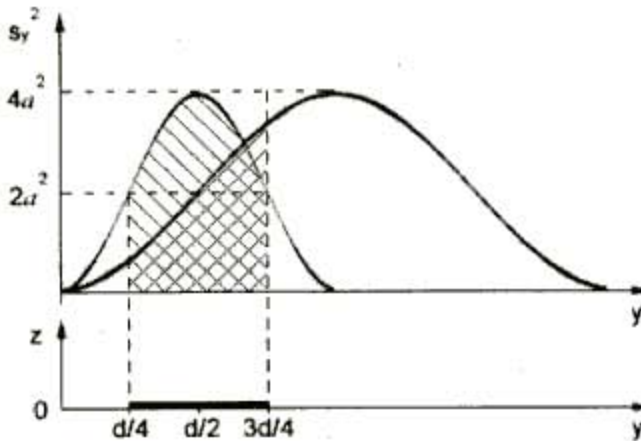


Рис.3. К выводу критерия разрешения

Вычислим значения величин, пропорциональные фотопроводимости фоточувствительного штриха решетки при воздействии на этот штрих стоячей световой волны длиной λ , затем, при суммарном воздействии стоячих световых волн с длинами λ и $\lambda + \Delta\lambda$. За критерий разрешения примем отношение первого найденного значения ко второму.

Проведем вычисления

$$\sigma_1 \sim 4a^2 \int_{d/4}^{3d/4} \sin^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) dy = 1,6368a^2 \cdot d, \quad (12)$$

$$\sigma_2 \sim 4a^2 \int_{d/4}^{3d/4} \left[\sin^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) + \sin^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda + \Delta\lambda}\right) \right] dy = 2,6368a^2 \cdot d. \quad (13)$$

Найдем искомый критерий

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{1,6368a^2 \cdot d}{2,6368a^2 \cdot d} = 0,621. \quad (14)$$

Исходя из найденного значения (14) можно предположить, что некоторое отличие выражения (11) от выражения (2) связано с заданием менее разрешаемого критерия (14).

Двухполупериодная фоточувствительная решетка

До сих пор мы рассматривали фоточувствительную решетку, штрихи которой при измерении располагали в области пучностей стоячей световой волны. Рассмотрим теперь более общий случай, когда решетка может быть произвольно расположена по отношению к интерференционным полосам. Тогда получающуюся в фотослое картину можно представить как базисную функцию для преобразования Фурье. При этом интенсивность засветки можно записать как $1 + \cos(k_y \cdot y + \delta)$, а плотность нанесения фоточувствительного слоя вдоль оси y – как прямоугольные импульсы. Несмотря на то, что рассматриваемые явления не относятся напрямую к электродинамике, вышеприведенные модели записаны в терминах волнового вектора (k_y), начальной фазы (δ) и импульсов для подчеркивания аналогии со статическим волновым процессом. Остается проблема в смещении обеих зависимостей в положительную область. Тем не менее, отклик решетки, состоящей из бесконечного числа полос, видимо, будет представляться в виде суммы коэффициентов разложения.

Существует и более наглядное (хотя и менее строгое) представление этой модели: пока наложенные на интерференционную картину фоточувствительные штрихи решетки не образуют регулярной структуры, нормированный на единицу длины решетки отклик будет постоянным и равным $(1/2) \cdot (b/d) = 1/4$ (в простейшем случае, когда $b = d/2$), где b – ширина фоточувствительного штриха. Для двухполупериодной решетки на длинах волн, не образующих регулярной картины, отклик обеих половин скомпенсируется. Именно в этом и есть преимущество двухполу-

периодной решетки перед однополупериодной.

Если же штрихи решетки регулярно накладываются на интерференционные полосы (эта ситуация осуществится при отношении периода решетки к периоду картины как отношения целых чисел n/p , например, $1/1, 1/2, 2/1, 1/3, 3/1, 2/3, 3/2, \dots$), то, в зависимости от сдвига картин одна относительно другой (начальной фазы), можно получить значения нормированного отклика от 0 до n/p . Правильным выбором периода и расположением обеих частей решетки достигается максимальное значение разности откликов, равное 1 на выбранной длине волны.

В случае конечного количества штрихов решетки, очевидно, картина будет неидеальной. Путем численного расчета были получены следующие зависимости разности отклика от длины волны падающего света (рис. 4). Исходя из такого предварительного рассмотрения математической модели двухполупериодной фоточувствительной решетки можно сделать предположение о возможности ее использования для учета фонового излучения.

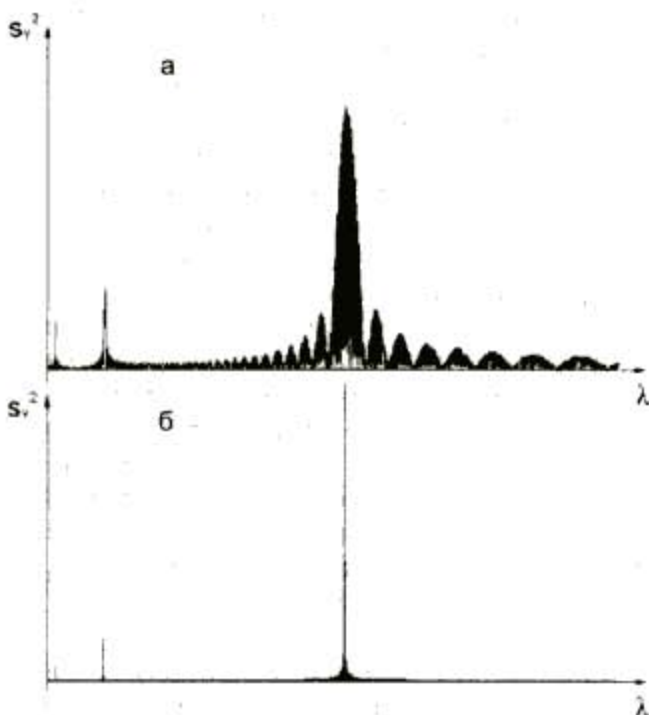


Рис.4. Зависимость отклика двухполупериодной решетки s_y^2 от длины волны λ :
 а) при количестве штрихов каждой решетки 20;
 б) при количестве штрихов каждой решетки 10000

Выбор ширины фоточувствительных штрихов двухполупериодной решетки

Также, как это сделано выше, будем оперировать величинами, пропорциональными фотопроводимости фоточувствительного штриха. Зададим ширину штриха первой решетки равной b (рис.5).

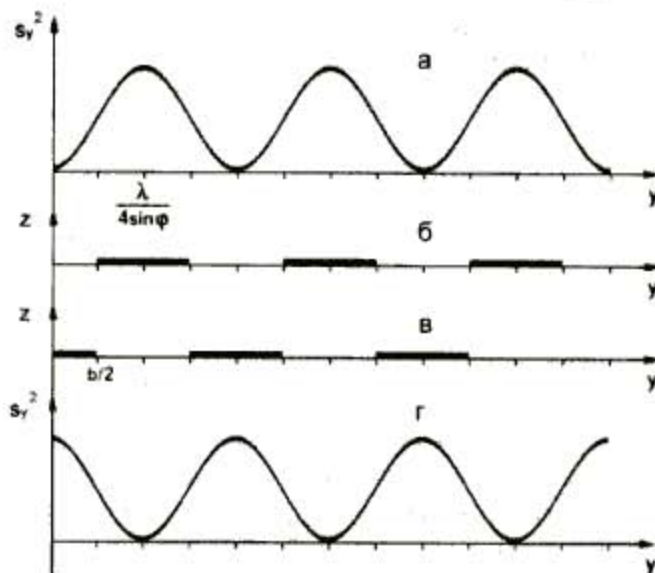


Рис.5. Распределение интенсивности s_y^2 электрического вектора стоячей световой волны в фокальной плоскости спектрофотометра (а, г) и сечение двухполупериодной фоточувствительной решетки в плоскости перпендикулярной фокальной плоскости спектрофотометра (б, в)

При этом граничные точки этого штриха на оси y , соответственно, равны

$$\frac{\lambda}{4\sin\varphi} - \frac{b}{2} \quad \text{и} \quad \frac{\lambda}{4\sin\varphi} + \frac{b}{2}$$

Фотопроводимость штриха первой решетки пропорциональна

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 4a^2 \int_{\frac{\lambda}{4\sin\varphi} - \frac{b}{2}}^{\frac{\lambda}{4\sin\varphi} + \frac{b}{2}} \sin^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) dy = \\ &= 4a^2 \left[b + \frac{\lambda}{2\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

где $\sin^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right)$ - распределение интенсивности электрического вектора стоячей световой волны длиной λ в фокальной плоскости спектрофотометра.

Половина штриха второй решетки расположена на отрезке, ограниченном точками 0 и $\frac{\lambda}{4\sin\varphi} - \frac{b}{2}$. Следовательно, фотопроводимость этого штриха пропорциональна удвоенному интегралу, определенному в указанном интервале.

$$\begin{aligned} \sigma_2 &= 8a^2 \int_0^{\frac{\lambda}{4\sin\varphi} - \frac{b}{2}} \sin^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) dy = \\ &= 4a^2 \left[\frac{\lambda}{2\sin\varphi} - b - \frac{\lambda}{2\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

На регистрирующее устройство поступает электрический сигнал, пропорциональный разности проводимостей

$$\Delta_1\sigma = (\sigma_1 - \sigma_2) \sim -4a^2 \left[2b - \frac{\lambda}{2\sin\varphi} + \frac{\lambda}{\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right]. \quad (17)$$

Далее, сделаем абстрактное допущение, что распределение интенсивности электрического вектора стоячей световой волны описывается выражением:

$$4a^2 - 4a^2 \sin^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) = 4a^2 \cos^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \quad (\text{рис.5}).$$

Найдем фотопроводимости штрихов первой и второй решеток

$$\begin{aligned} \sigma_1' &\sim 4a^2 \int_{-\lambda/4\sin\varphi}^{\lambda/4\sin\varphi} \cos^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) dy = \\ &= 4a^2 \left[b - \frac{\lambda}{2\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right]. \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_2' &\sim 4a^2 \int_0^{\lambda/4\sin\varphi} \cos^2\left(\frac{2\pi y \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) dy = \\ &= 4a^2 \left[\frac{\lambda}{2\sin\varphi} - b + \frac{\lambda}{2\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right]. \quad (19) \end{aligned}$$

На регистрирующее устройство поступает электрический сигнал, пропорциональный разности фотопроводимостей

$$\Delta_2\sigma = (\sigma_2' - \sigma_1') \sim -4a^2 \left[\frac{\lambda}{2\sin\varphi} - 2b + \frac{\lambda}{\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right]. \quad (20)$$

Выше нами было сделано допущение об одинаковом воздействии энергии электрического вектора стоячей световой волны на первую и вторую решетки. Следовательно, разности фотопроводимостей этих решеток должны быть равны между собой.

$$\Delta_1\sigma = \Delta_2\sigma. \quad (21)$$

т.е.

$$\begin{aligned} 4a^2 \left[2b - \frac{\lambda}{2\sin\varphi} + \frac{\lambda}{\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right] = \\ = 4a^2 \left[\frac{\lambda}{2\sin\varphi} - 2b + \frac{\lambda}{\pi\sin\varphi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi b \cdot \sin\varphi}{\lambda}\right) \right]. \quad (22) \end{aligned}$$

Откуда

$$b = \frac{\lambda}{4\sin\varphi}. \quad (23)$$

для первой решетки. Такое же выражение получим и для второй решетки, подставив полученное значение b в выражение

$$2\left(\frac{\lambda}{4\sin\varphi} - \frac{b}{2}\right) = \frac{\lambda}{4\sin\varphi}, \quad (24)$$

Таким образом получена формула (23) для расчета ширины фоточувствительных штрихов двухполупериодной решетки при заданных значениях длины волны λ и угла φ .

Выбор ширины фоточувствительных штрихов решетки с учетом толщины фоточувствительного слоя

В работе [1] мы выразили меру воздействия напряженности s электрического и магнитного векторов стоячей световой волны на фоточувствительный слой через параметр видности $V = \cos(4\pi x/\lambda)$. Строго говоря данный параметр определяет видность интерференционных полос при перемещении бесконечно тонкого фоточувствительного слоя по оси x , совпадающим с направлением распространения стоячей световой волны (рис.6). Из параметра видности следует, что воздействие электрического вектора стоячей световой волны на фоточувствительный слой имеет место при толщине этого слоя $\leq 2\lambda/8 = \lambda/4$ (рис. 6).

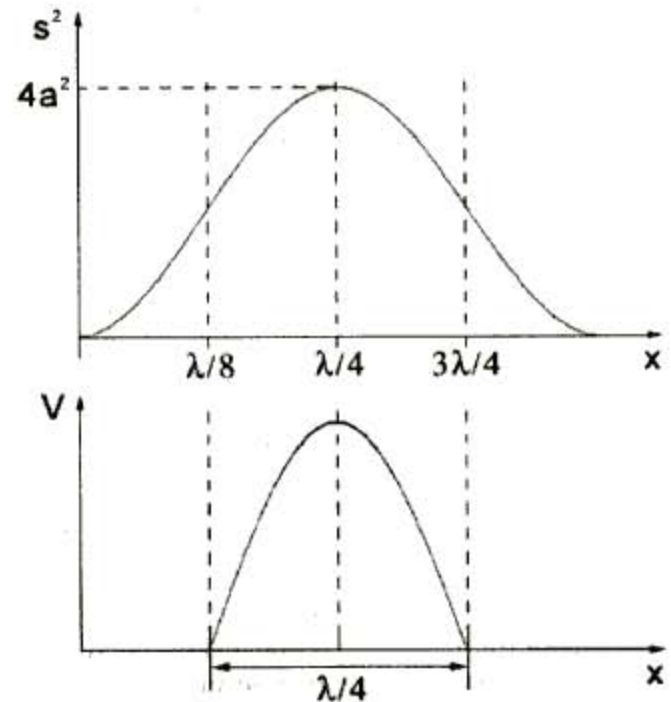


Рис.6. Зависимость интенсивности s^2 и видности V вдоль направления распространения x стоячей световой волны

излучения, телескоп или коллиматорную линзу и спектрофотометр. Телескоп применяли при использовании гелий-неонового лазера. В остальных экспериментах для получения параллельного пучка света необходимого диаметра было достаточно использования коллиматорной линзы с фокусным расстоянием 75 мм.

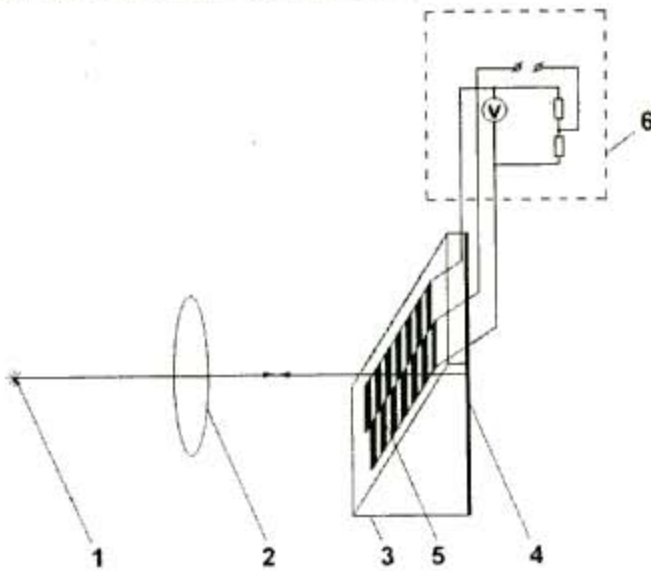


Рис.8. Экспериментальная установка:

- 1 – источник светового излучения; 2 – коллиматорная линза;
3 – стеклянная клиновидная пластина; 4 – отражающее
зеркальное покрытие; 5 – двухполупериодная
фоточувствительная решетка; 6 – измерительный мост

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При освещении двухполупериодной фоточувствительной решетки сфокусированным излучением от лампы накаливания, т. е. световым потоком с низкой степенью когерентности, на измерительном мосте был получен сигнал близкий к нулю (см. табл.). Последующие отдельные измерения падения напряжения ΔU на каждой фоточувствительной решетке (в каждом плече измерительного моста) при освещении тем же источником при тех же условиях показали их высокую фоточувствительность ($\Delta U = 1,55$ В при напряжении питания измерительного моста $U_{пит} = 104$ В). В данном случае стоячая световая волна не образуется и обе фоточувствительные решетки работают как обычные фотосопротивления.

При освещении рассматриваемых решеток излучением гелий-неонового лазера на измерительном мосте получили электрический сигнал отличный от нуля, значение которого приведено в этой же таблице. Здесь начинает работать механизм, описанный в теоретической части. Происходит выделение энергии электрического вектора стоячей световой волны на одной из решеток. При дополнительном воздействии светового излучения от лампы накаливания величина электрического сигнала на мостовой схеме незначительно изменялась, что связано со сложностью точного совмещения двух световых потоков.

Результаты измерения напряжения двухполупериодной фоточувствительной решетки, измеренное по мостовой схеме

Условие измерения	Выходное напряжение, В
При измерении в темноте	$1 \cdot 10^{-4}$
При освещении лампой накаливания	$1 \cdot 10^{-4}$
При освещении гелий-неоновым лазером	$1,4 \cdot 10^{-2}$
При освещении гелий-неоновым лазером и лампой накаливания	$1,7 \cdot 10^{-2}$
При освещении лампой "полый катод" (при токе разряда 20 мА)	$9,8 \cdot 10^{-3}$

Освещение двухполупериодной фоточувствительной решетки коллимированным пучком света от источника типа "полый катод" приводит к выделению электрического сигнала, отличного от нуля. Авторы использовали лампы "полый катод" излучающие монохроматические спектральные линии элементов железа и никеля. В обоих случаях получили примерно одинаковое значение электрического сигнала (табл.). Поэтому можно предположить, что на двухполупериодной фоточувствительной решетке происходит выделение монохроматических линий неона.

Таким образом, на основании теоретических расчетов и экспериментальных результатов, можно сделать вывод о возможности применения данного спектрофотометра для целей эмиссионного и атомно-абсорбционного спектрального анализа, т.к. степень когерентности данных спектральных источников является достаточной для предлагаемого метода измерений.

Авторы выражают благодарность редактору журнала "Аналитика и контроль", доктору химических наук, профессору В.Н.Музгину; доктору

химических наук, профессору А.А. Путьшеву и доктору технических наук Ю.Б. Атнашеву за ряд ценных советов и критических замечаний.

Авторы также признательны К.Д. Ермолину за помощь в оформлении результатов исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атнашев А.Б., Атнашев В.Б., Атнашев П.В. Метод интерференции на дифракционной решетке. Метод Атнашева. Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2000. 24 с.
2. Атнашев В.Б., Атнашев А.В., Атнашев П.В., Боярченков А.С. Метод интерференции на дифракционной решетке (метод Атнашева) (Часть I) // Аналитика и контроль. 2001. Т.5, № 1, С. 35-42.
3. Атнашев В.Б., Атнашев А.В., Атнашев П.В., Боярченков А.С. Метод интерференции на дифракционной решетке (метод Атнашева) (Часть II) // Аналитика и контроль. 2001. Т.5, № 2. С. 146-153.
4. Стрэтт Дж. В. (Лорд РЭЛЕЙ). Волновая теория света. М.-Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1940. 206 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.

* * * * *