

жены значения коэффициента поглощения, отнесенного на одну поглощающую частицу. Точность измерения коэффициента поглощения составляет $\pm 10\%$.

Полученные результаты показывают, что зависимость коэффициента поглощения в аргоне от длины волны является слабой. Сравнение с теоретическим расчетом, проведенным в [3] для температуры $16\,000^\circ\text{K}$, показывает, что от 6000 \AA в красную область расчетная зависимость хорошо согласуется с экспериментальными точками 1, также соответствующими $16\,000^\circ\text{K}$. В сторону коротких длин волн расчетная кривая имеет более крутой спад, чем экспериментальная. Проведенные ориентировочные измерения поглощения на более коротких длинах волн (до 2400 \AA) указывают на прекращение спада коэффициента поглощения, однако эти данные нуждаются в уточнении.

Согласно данным Шлютера [4], который вычислял поглощение в аргоне при температуре $16\,000^\circ\text{K}$ на основании измеренных Олсеном абсолютных значений излучения аргона [5], коэффициент поглощения зависит от длины волны значительно сильнее, чем дают наши измерения и теоретический расчет. Количественно данные Шлютера согласуются с нашими только в области $8000\text{--}9000\text{ \AA}$.

На рис. 2 в полулогарифмическом масштабе построена температурная зависимость величины $\frac{\chi}{n_a}$ на длине волны 5000 \AA , полученная на основании расчетных данных [3]. Там же нанесены наши экспериментальные точки с указанием среднеквадратичной ошибки измерений $\frac{\chi}{n_a}$ и определения T . Согласие с расчетом достаточно удовлетворительное.

Литература

- [1] А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Опт. и спектр., 27, 215, 1969.
- [2] А. А. Бакеев, Т. П. Нарожная, Р. Е. Ровинский, Н. В. Чебуркин. Радиотехника и электроника, 14, № 11, 1969.
- [3] Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. УФН, 91, 193, 1967.
- [4] D. Schlüter. Zs. Astrophys., 56, 43, 1962.
- [5] N. N. Olsen. Phys. Rev., 124, 1703, 1961.

Поступило в Редакцию 28 июля 1969 г.

УДК 535.417 : 621.375.9 : 535

ЭКСПЕРИМЕНТ С НЕПОГЛОЩАЮЩИМ ДИФРАКЦИОННЫМ СЕЛЕКТОРОМ ПРОДОЛЬНЫХ МОД ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Н. Д. Голдина и Ю. В. Троицкий

Ранее [1] нами была описана схема дифракционного селектора, в котором селекция продольных мод оптического резонатора по добротности достигалась за счет интерференции света, дифрагированного на некоторой тонкослойной структуре, введенной в резонатор стоячей волны перпендикулярно лучу. Схема такого резонатора соответствует рис. 1, где 1 и 2 — зеркала (из них 2 должно быть высокоотражающим), 3 — активная среда, 4 — прозрачная пластинка, на одну сторону которой А нанесена дифракционная структура, а другая В просветлена. Наибольший интерес представляют два варианта описанных в [1] дифракционных структур, которые могут быть изготовлены на основе непоглощающих диэлектрических покрытий и, следовательно, позволяют избежать тепловых эффектов в процессе селекции. Если дифракционная структура образована пятнами или полосами непоглощающего оптического покрытия, то его параметры должны удовлетворять следующим условиям:

$$t_1 = 0, \beta_2 - \alpha_1 = m_2\pi \quad (1)$$

ИЛИ

$$t_1 \neq 0, \beta_1 - \alpha_1 = \frac{\pi}{2} + m_3\pi, t_1 = \cos(\beta_1 - \beta_2) \quad (2)$$

Здесь t_1 и β_1 — амплитуда и фаза коэффициента пропускания покрытия, α_1 — скачок фаз при отражении от покрытия, β_2 — сдвиг фазы луча на толщине покрытия при прохождении света на непокрытых участках. Считалось, что покрытие, образующее дифракционную структуру, оптически симметрично без учета подложки, т. е. α_1 и β_1 не зависят от того, с какой стороны падает свет.

Экспериментально нами был проверен селектор, удовлетворяющий условию (2). Для этого использовался гелий-неоновый лазер на 6328 \AA с метровым резонатором и разрядной трубкой длиной 55 см и внутренним диаметром 2.3 мм. Зеркала имели

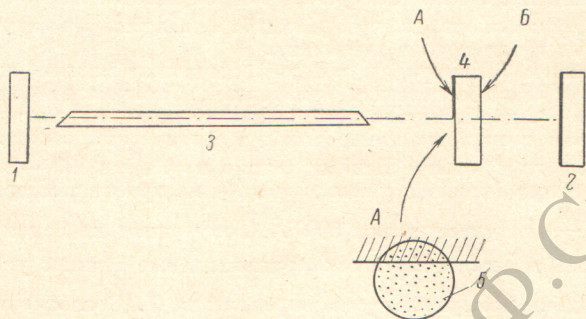


Рис. 1.

радиусы кривизны 1.8 и 10 м. На расстоянии 11 см от зеркала 2 устанавливалась кварцевая пластинка, на половину поверхности которой наносилось трехслойное диэлектрическое покрытие. Граница между покрытой и непокрытой частями поверхности проходила по пучку (5 внизу на рис. 1).

Покрытие представляло собой слой ZnS толщиной $\frac{3}{4} \lambda$ и полуволновые слои криолита и сернистого цинка. Оптические параметры покрытия и величина дифракции на нем определялись четверть-волновым слоем ZnS , все остальные полуволновые слои не влияли на α_1 , β_1 и t_1 и служили только для примерной подгонки геометрической толщины покрытия (т. е. β_2) так, чтобы выполнить второе равенство в (2).

Испытание лазера с резонатором описанной конструкции показало, что он устойчиво генерирует одну частоту с достаточно большой мощностью, достигающей до 60–70% полной мощности излучения в многомодовом режиме, с вынутым селектором. Спектр излучения наблюдался при помощи 10 см эталона Фабри—Перо.

На рис. 2 нижняя осциллограмма показывает, как меняется мощность лазера при перемещении селектора вдоль оси на расстояние несколько больше $\frac{\lambda}{2}$.

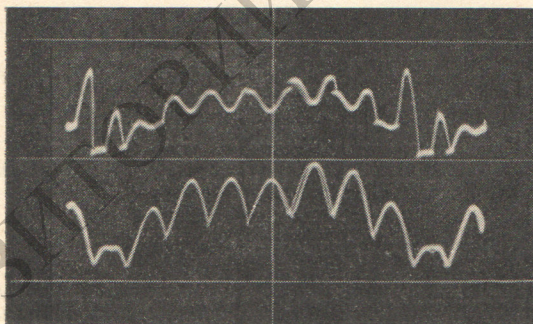


Рис. 2.

Каждый «горб» соответствует генерации на одной TEM_{00} -моде. Верхняя осциллограмма показывает излучение, дифрагированное селектором и направленное на второй фотоумножитель при помощи маленького зеркальца, расположенного вблизи пучка. Из этой осциллограммы видно, что эффект селекции и падение мощности излучения моды при выходе селектора из оптимального положения связаны с изменением мощности дифрагированного излучения. Нулевыми линиями для излучаемой и рассеиваемой мощности на рис. 2 являются соответственно нижняя и средняя тонкие прямые линии.

При перемещении границы покрытия по направлению к оси пучка острота селекции возрастает, но одновременно мощность одночастотного режима уменьшается, что свидетельствует о росте потерь. Если же граница покрытия попадает в область вблизи оси пучка, то мощность генерации снова возрастает при большой остроте селекции, но вместо генерации на TEM_{00} -моде начинается генерация на TEM_{01} -моды, у которой узловая поверхность близка к границе раздела.

Таким образом, результаты эксперимента подтверждают реализуемость схемы дифракционного селектора не только на основе металлических покрытий [2], но также и при использовании непоглощающих материалов, что открывает путь к созданию одночастотных лазеров большой мощности. Предельные возможности метода, например в смысле сочетания остроты селекции и вносимых в резонатор потерь, можно будет выяснить после проведения работ по оптимизации параметров покрытия и уменьшению относительной площади границ областей, из которых состоит селектор.

Литература

- [1] Ю. В. Троицкий. *Опт. и спектр.*, 27, 492, 1969.
[2] Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина. *Опт. и спектр.*, 25, 462, 1968.

Поступило в Редакцию 30 августа 1969 г.

УДК 535 + 537] + 661.961.968

НЕКОТОРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ СЛОЕВ ГИДРИДА ХРОМА

Б. П. Крыжановский и Б. М. Круглов

Гидриды переходных металлов в большинстве случаев представляют собой металлоподобные соединения, электропроводность которых типична для металлов. Свойства этих гидридов в последние годы служат объектом многочисленных исследований. В то же время такие свойства этих соединений, как оптические, практически не исследовались, а они, безусловно, могли бы дать ценные сведения для понимания природы этого класса веществ.

Нами были изучены некоторые оптические и электрические свойства тонких слоев гидрида хрома в зависимости от степени насыщения водородом.

В качестве исходного объекта исследования были использованы слои металлического хрома, нанесенные на подложку из плавленого кварца путем вакуумного испарения порошка хрома с вольфрамового испарителя при давлении в вакуумной камере до $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Гидрирование слоев хрома производилось в кварцевой реакционной трубке с двойными стенками с помощью электролитического водорода при температурах 300, 400, 500, 600 и 700° С. Образцы с слоем хрома помещались в трубку, через которую при комнатной температуре пропускался водород до полного вытеснения воздуха, после чего трубка вдвигалась в заранее нагретую до нужной температуры трубчатую печь. Одновременно водород пропускался между внутренней и наружной оболочкой кварцевой трубки во избежание возможного необратимого окисления хрома кислородом воздуха за счет диффузии.

После насыщения слоя хрома водородом в течение 2 час. трубка извлекалась из печи и охлаждалась водой. Таким образом, время остывания образца до комнатной температуры было минимальным (< 3—5 мин.), и можно было надеяться, что образовавшаяся система хром—водород в какой-то степени заморожена.

Согласно литературным данным [1], степень насыщения хрома водородом при повышенной температуре в области 300—700° С возрастает. Наши опыты показали, что при этом также повышается прозрачность слоев системы Cr—H и их электросопротивление. Это явление было замечено нами также при получении слоев карбида хрома действием смеси пропана и водорода на слои металлического хрома при повышенных температурах [2]. На рис. 1 даны кривые зависимости удельного поверхностного сопротивления и интегрального светопропускания слоя от температуры гидрирования.

Насыщение слоя хрома водородом при 700° С (рис. 2) приводит к наиболее резкому повышению светопропускания и удельного поверхностного сопротивления (до 10^{12} ом). Характерно, что при этом в области 0.7—1.1 мкм слой имеет незначительное светопоглощение (< 7—10%). Показатель преломления этих слоев гидрида хрома достигает величины ~ 2.2 —2.25.

В том, что в наших опытах образовывался гидрид хрома, можно было убедиться, прогревая гидрированные слои в вакууме ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.) до 500—600° С. При этом водород десорбировался и покрытие вновь превращалось в зеркальный слой металлического хрома, по виду и свойствам сходный с первоначальным.