

РАДИОФИЗИКА

УДК 535.241.13:534

СПЕКТРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

В. Б. Волошинов, Л. А. Кулаков, О. В. Мионов

(кафедра физики колебаний)

Приводятся результаты экспериментального изучения фильтрации изображений акустооптическим способом в диапазоне длин волн оптического излучения от 0,5 до 1,2 мкм.

В настоящее время разрабатываются и находят применение на практике быстродействующие спектрально-адаптивные системы дистанционного зондирования и контроля на базе акустооптических (АО) фильтров [1]. Для спектральной фильтрации электромагнитного излучения в таких приборах используется селективность брэгговского анизотропного АО взаимодействия [2]. Акустооптические фильтры обеспечивают спектральную фильтрацию излучения с высоким разрешением $R = \Delta\lambda/\lambda$ ($\Delta\lambda$ — полоса пропускания фильтра) и позволяют работать с пучками, характеризующимися широкими угловыми апертурами $\Delta\theta \geq 10^\circ$. Этим объясняется принципиальная возможность акустооптической фильтрации оптических изображений [3]. Очевидно, что брэгговская дифракция света на звуке допускает обработку оптических изображений на длинах волн λ , лежащих за пределами видимого диапазона [4]. В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментального изучения фильтрации изображений с помощью АО фильтра, рабочий диапазон оптических длин волн которого включает в себя как видимую часть спектра, так и более длинноволновую с $\lambda \leq 1,2$ мкм.

Акустооптическая ячейка фильтра была изготовлена из одноосного кристалла парателлурита TeO_2 . В ячейке было реализовано анизотропное широкоапертурное АО взаимодействие. В целом исследованный фильтр аналогичен описанному в работе [3]. Акустическое поле в звукопроводе возбуждалось пьезопреобразователем, изготовленным из пластинки ниобата лития X-среза размерами $3,5 \times 3,5$ мм. Выбранная геометрия АО взаимодействия обеспечивала фильтрацию оптического излучения в указанном диапазоне длин волн на ультразвуке с частотами в интервале $60 \div 115$ МГц. Перестроенная кривая фильтра $f(\lambda)$ представлена на рис. 1 пунктиром. Предварительные

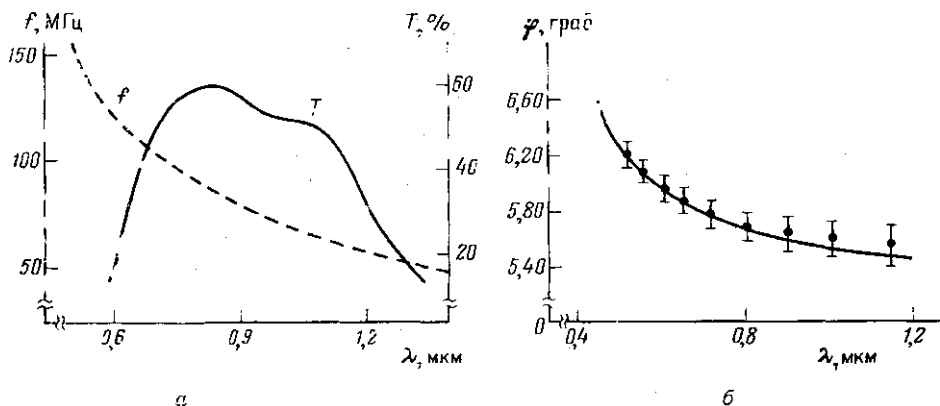


Рис. 1

измерения зависимости коэффициента стоячей волны в тракте ВЧ-генератор — пьезопреобразователь от частоты ультразвука позволили оценить эффективность широкополосного возбуждения ультразвука в кристалле. На основании этих данных определена зависимость коэффициента пропускания $T = I/I_0$ от λ (I_0 , I — интенсивности падающего и дифрагированного света соответственно) при управляющей мощности $P = 1$ Вт. Дисперсия коэффициента пропускания фильтра показана на рис. 1 сплошной линией. Из рис. 1, а видно, что максимальная эффективность дифракции соответствует

оптическому излучению с длинами волн $0,7 \div 1,0$ мкм. Вместе с тем эффективность дифракции, достаточная для проведения измерений ($T \sim 10\%$), реализовалась на ультразвуковых волнах с частотами $f > 100$ МГц. Это позволило изучать фильтр как в видимом, так и в ближнем инфракрасном диапазоне.

Известно, что качество отфильтрованного изображения зависит от максимального числа пространственно разрешимых элементов N , которое определяется выражением [3]

$$N = \Delta\theta \cdot a / \lambda, \quad (1)$$

где $\Delta\theta$ — угловая апертура фильтра; a — линейные размеры акустического столба в области АО взаимодействия ($a = 0,5$ см). Угловая апертура фильтра $\Delta\theta$ была измерена с помощью источника когерентного излучения на двух длинах волн: $\lambda_1 = 0,63$ мкм и $\lambda_2 = 1,15$ мкм. Для λ_1 угловая апертура $\Delta\theta = \pm 5,7^\circ$, для λ_2 величина $\Delta\theta = \pm 4,3^\circ$. Экспериментально определенные значения спектральной полосы пропускания на этих длинах волн равны соответственно 80 и 330 А.

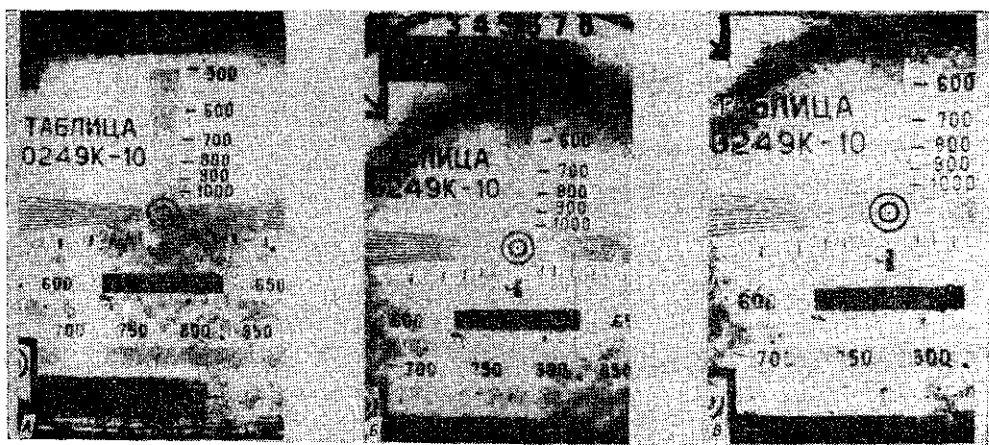


Рис. 2

Для АО фильтрации изображений была создана установка с оптической схемой фильтрации фурье-спектра изображения [3]. Отфильтрованное оптическое излучение в видимом световом диапазоне наблюдалось визуально. На длинах волн $\lambda > 0,8$ мкм изображение анализировалось с помощью электронно-оптического преобразователя. Оценки по формуле (1) показали, что число пространственно разрешимых элементов на длине волны λ_1 равно $N = 780$ элементов, на длине волны λ_2 $N = 320$ элементов.

В качестве источника некогерентного излучения в эксперименте использовалась лампа накаливания. Транспарантом служило изображение испытательной телевизионной таблицы, записанное на фотопленке. На рис. 2 представлены фотографии фрагмента изображения, полученные на длинах волн 0,8 мкм (а); 0,9 мкм (б) и 1,0 мкм (в) соответственно.

В эксперименте был зарегистрирован эффект смещения дифрагированного изображения на выходе АО фильтра. Причиной этих смещений является хроматическая аберрация, возникающая из-за дисперсии показателей преломления материала АО ячейки. Расчет показал, что относительные изменения угла дифракции $\Delta\phi$ при перестройке фильтра в диапазоне длин волн $\lambda = 0,5 \div 1,2$ мкм достигает величины 0,95%. Экспериментально зарегистрированное значение $\Delta\phi$ оказалось близким к теоретическому. Расчетная и экспериментальная кривые зависимости угла смещения ϕ от длины волны λ изображены на рис. 1, б. Величина $\Delta\phi$, при прочих равных условиях, определяется конфигурацией АО ячейки. Входная и выходная оптические грани исследованного фильтра были параллельными. Однако такая конфигурация ячейки не является оптимальной. Проведенный анализ показал, что угловые смещения изображения на выходе фильтра могут быть скомпенсированы при соответствующем выборе угла наклона выходной оптической грани относительно входной.

Таким образом, проведенное исследование доказало принципиальную возможность фильтрации изображений АО способом в диапазоне длин волн света вплоть до 1,2 мкм с хорошим спектральным и пространственным разрешением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Буймистрюк Г. Я., Ваваев В. А., Волошинов В. Б. и др. // Исследование Земли из космоса. 1985. № 5. С. 67. [2] Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. [3] Беликов И. Б., Буймистрюк Г. Я., Волошинов В. Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 20. С. 1225. [4] Booth R. C., Findlay D. // Optical and Quantum Electronics. 1982. 14. P. 413.

Поступила в редакцию
20.05.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

УДК 621.384.612

ВЫНУЖДЕННОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТРУБЧАТОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Ю. И. Богданов

(кафедра общей ядерной физики)

С учетом дифракции рассмотрена структура поля излучения трубчатого электронного пучка в лазере на свободных электронах высокого усиления.

Использование сильноточных трубчатых электронных пучков для получения высокого усиления в лазере на свободных электронах позволяет благодаря относительно малой толщине стенок ослабить жесткие требования к однородности поля ондулятора.

Использованный до сих пор подход (см., напр., [1]) основан на представлении о генерации мод пустого волновода. Такое приближение справедливо только для длинноволнового излучения, когда $\lambda L/2\pi \gg a^2$, где λ — длина волны излучения, L — расстояние, на котором амплитуда волны излучения возрастает в e раз, a — радиус волновода.

В противоположном случае, когда $\lambda L/2\pi \ll a^2$, невозможно рассматривать возбуждение различных мод волновода независимо друг от друга. Физически это означает необходимость перехода к рассмотрению мод, структура которых полностью определяется электронным пучком, но не волноводом.

Решению этой задачи для случая трубчатого пучка с бесконечно тонкими стенками и посвящена настоящая работа. Отметим, что моды излучения, связанные со сплошными пучками, уже изучались в ряде работ (см., напр., [2, 3]). Рассматриваемые здесь электромагнитные волны можно классифицировать как поверхностные по отношению к стенке электронного пучка.

Плотность заряда релятивистского трубчатого пучка радиуса R с бесконечно тонкими стенками определяется выражением

$$\omega_p^2(r) = \frac{2Ic^2}{I_A R} \delta(r - R), \quad (1)$$

где $\omega_p = (4\pi ne^2/m)^{1/2}$ — плазменная частота, n — концентрация электронов, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света в вакууме, I — полный ток пучка, $I_A = 17$ кА — ток Альфвена.

Зависимость поля излучения от времени и продольной координаты z пропорциональна $\exp(i(kz - \omega t))$, где k — в общем случае комплексное число. В случае, который здесь рассматривается, можно воспользоваться скалярным приближением для поля излучения, пренебрегая поляризационными поправками. При этом электромагнитная волна считается чисто поперечной, а электрическое поле параллельным вектору поперечной ондуляторной скорости: например, в случае спирального ондулятора, который и будем рассматривать для определенности, поляризация волны излучения является круговой.

В линейном приближении уравнение для комплексной амплитуды поля излучения в цилиндрических координатах имеет вид (предполагается аксиальная симметрия) [3]