

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ГАРМОНИК КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

В [1,2] для выделения излучения лазерных гармоник области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) из спектра гармоник предложен пространственный фильтр (ПФ), состоящий из зонной пластинки (ЗП) с определенным образом выбранным числом зон и диафрагмы, расположенной в главном фокусе ЗП, для длины волны выделяемой гармоники, и показано, что в случае целочисленных гармоник выбором числа зон ЗП можно обеспечить условия оптимальной фильтрации. Предлагаемый метод фильтрации может быть использован для выделения гармоники высшего порядка в источниках когерентного излучения ВУФ-диапазона с каскадным умножением частоты (см. [3,4]), когда традиционные методы фильтрации, основанные на применении поглощающих фильтров, призм и дифракционных решеток, могут оказаться непригодными из-за сильного поглощения ВУФ-излучения различными средами, а также невозможности работать в фокусированных пучках.

В настоящей работе исследован общий характер зависимости эффективности фильтрации от параметров ПФ и исходного дискретного спектра длин волн.

Пусть на ЗП падают две плоские монохроматические волны λ и λ' , причем выделению подлежит волна λ . Для расчета условий и эффективности оптимальной фильтрации воспользуемся формулой для распределения амплитуды волны вблизи оси ЗП при нормальном падении на нее плоской монохроматической волны λ единичной амплитуды [5]:

$$A(x, r) = \sum_{m=0}^N I_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \sin \gamma_m \right) \exp \left[i \left(\frac{2\pi}{\lambda} R_m + m\pi \right) \right], \quad (1)$$

где:

x - координата на оси ЗП;

r - расстояние от оси ЗП;

$$R_m = \sqrt{x^2 + \rho_m^2};$$

$$\rho_m = \sqrt{m \lambda L} \quad - \text{радиус } m\text{-й зоны ЗП};$$

L - главное фокусное расстояние;

$I_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \sin \gamma_m \right)$ - функция Бесселя нулевого порядка;

γ_m - угол, под которым виден радиус m -й зоны из рассматриваемой точки на оси ЗП;

N - полное число зон ЗП.

Формула (1) получена для ЗП с первой прозрачной зоной и нечетным полным числом зон в приближении малых углов γ_m . Тогда в плоскости главного фокуса волны λ распределение амплитуды волны λ' имеет вид:

$$A'(L, r) = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda'} L\right) \sum_{m=0}^N I_0\left(2\pi r \frac{\lambda}{\lambda'} \sqrt{\frac{m}{L}}\right) \times \exp\left[i m \pi \left(1 + \frac{\lambda}{\lambda'}\right)\right]. \quad (2)$$

Введем безразмерный параметр $\chi = 1,22 r / \delta R_0$, где $\delta R_0 = 0,61 (\lambda L / N)^{\frac{1}{2}}$ - радиус главного фокуса волны в сечении, перпендикулярном оси ЗП. В этом случае (2) принимает вид:

$$A'(L, \chi) = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda'} L\right) \sum_{m=0}^N I_0\left(\pi \chi \frac{\lambda}{\lambda'} \sqrt{\frac{m}{N}}\right) \times \exp\left[i m \pi \left(1 + \frac{\lambda}{\lambda'}\right)\right], \quad (3)$$

причем в точке главного фокуса волны λ

$$A'(L, 0) = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda'} L\right) \sum_{m=0}^N \exp\left[i m \pi \left(1 + \frac{\lambda}{\lambda'}\right)\right] = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda'} L\right) \frac{\exp\left[i(N+1)\left(1 + \frac{\lambda}{\lambda'}\right)\pi\right] - 1}{\exp\left[i\left(1 + \frac{\lambda}{\lambda'}\right)\pi\right] - 1} \quad (4)$$

Из формулы (3) следует, что распределение амплитуд волн λ и λ' в плоскости главного фокуса волны λ определяется лишь отношением λ/λ' , числом зон ЗП и диаметром фильтрующего отверстия. Формула (4) дает правило выбора зон ЗП. Очевидно, фильтрация будет происходить с максимальной эффективностью, если полное число зон ЗП таково, что $A'(L, 0)$ имеет минимально возможное значение. Если длины волн λ и λ' относятся как p/n , где p и n - целые числа, амплитуда $A'(L, 0)$ обращается в нуль при $N = 2qn - 1$ (где $q = 1, 2, \dots$) для всех $\lambda < \lambda'$, а также для $\lambda > \lambda'$ за исключением случаев, когда $\lambda/\lambda' \neq 2\xi - 1$, где $\xi = 1, 2, 3, \dots$. При $\lambda/\lambda' = 2\xi - 1$ главный фокус волны λ совпадает с дополнительным фокусом $(\xi + 1)$ - порядка волны λ' , как следует из (4), амплитуды обеих волн в этой точке равны $(N + 1)$. Поперечные размеры фокусов различны и определяются формулой (3). Если исходное излучение состоит из дискретных компонент, связанных отношением целых чисел, то амплитуды всех волн λ' кроме минимальной λ_{\min}' , подлежащей выделению, обращаются в нуль в точке главного фокуса волны λ_{\min} при

$$N = 2qs - 1, \quad (5)$$

где s - наименьший общий знаменатель дробей λ_{\min}'/λ' .

Таким образом, предлагаемый ПФ может быть использован для выделения гармоник дробного порядка, которые, например, могут возникать при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой [6].

На основании формулы (3) с помощью ЭВМ проведен расчет оптимальной эффективности фильтрации волны λ_k из спектра волн γ_j , связанных соотношением $\lambda_j = \frac{\lambda}{j}$, где $j = 1, 2, 3, \dots, k$, которое справедливо для целочислен-

ных гармоник, а также для дробных с одинаковым числителем. Согласно (5) в данном случае фильтрация волны λ_k будет происходить наиболее эффективно, если полное число зон зонной пластинки удовлетворяет соотношению $N = 2qk - 1$. Поскольку на входе ПФ все волны имеют единичную амплитуду, эффективность фильтрации η_{kj} волны λ_k от волны λ_j определяется отношением потоков энергий этих волн за диафрагмой ПФ, т.е.

$$\eta_{kj}(\chi_0) = \frac{\int_0^{\chi_0} A_k^2(\chi) \chi d\chi}{\int_0^{\chi_0} A_j^2(\chi) \chi d\chi},$$

где

χ_0 - радиус диафрагмы.

Расчет показал, что эффективность фильтрации волн λ_k с $k \geq 3$ зонной пластинкой с $N \sim 30$ уже более 10^3 и растет с номером выделяемой гармоники. На рис. 1 приведены зависимости эффективности фильтрации η_{kj} для $k = 3$ и $j = 1, 2$ от радиуса диафрагмы ПФ. Аналогичные зависимости для $k = 4$ и $j = 1, 2, 3$ приведены на рис. 2.

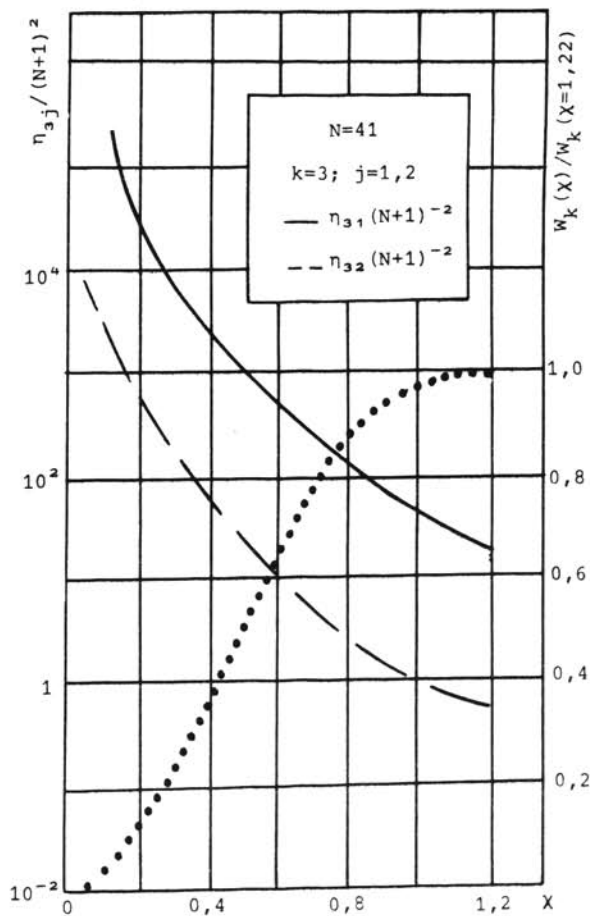


Рис. 1. Зависимость приведенной эффективности η_3 и мощности W_3 выделяемой третьей гармоники (из спектра гармоник первого и второго порядков) в зависимости от радиуса диафрагмы χ

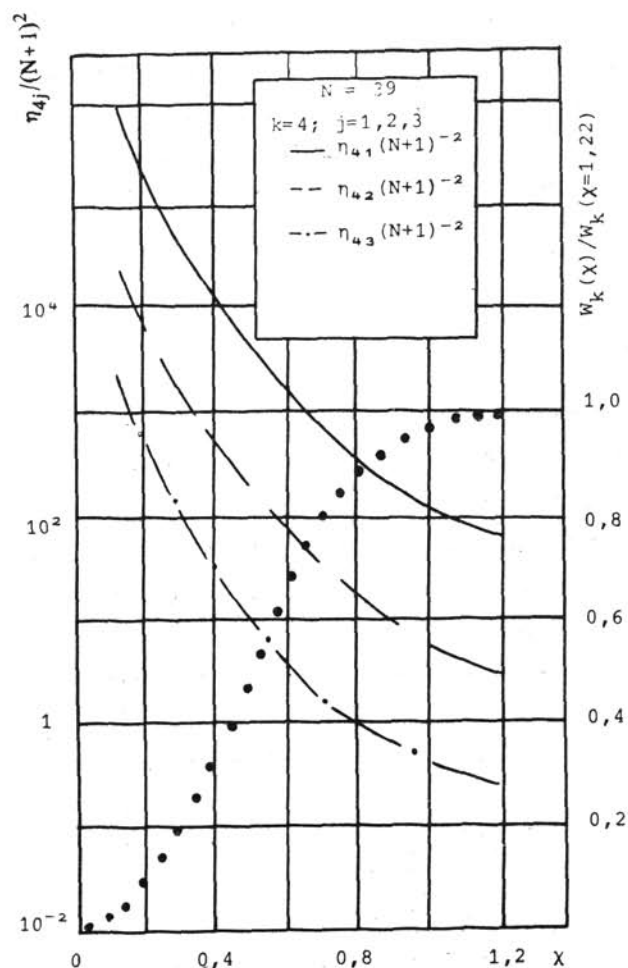


Рис. 2. Зависимость приведенной эффективности η_4 и мощности W_4 выделяемой четвертой гармоники (из спектра гармоник первого, второго и третьего порядков) в зависимости от радиуса диафрагмы χ

Как следует из рисунков 1 и 2, эффективность фильтрации высших гармоник резко растет с уменьшением диаметра диафрагмы. Расчет показал также, что для $0 \leq \chi \leq 1,2$ распределение квадрата амплитуды j -й гармоники $A_j^2(\chi, N)$ в плоскости диафрагмы ПФ практически не зависит от полного числа зон для $N > 30$. Таким образом, для отношения эффективностей фильтрации двух зонных пластинок с числом зон N_1 и $N_2 > 30$ с большой степенью точности справедливо соотношение

$$\frac{\eta_{kj}(\chi, N_1)}{\eta_{kj}(\chi, N_2)} = \left(\frac{N_1 + 1}{N_2 + 1} \right)^2. \quad (6)$$

Формула (6) связывает основные характеристики различных ПФ и позволяет вычислить эффективность фильтрации любого ПФ по известным характеристикам конкретного.

Экспериментальная проверка предложенного метода фильтрации проводилась на 2-й и 3-й гармониках неодимового лазера, которые получались каскадным преобразованием основного излучения ($\lambda = 1,064$ мкм) в кристаллах KDP. Основное излучение лазера и двух его гармоник направлялись на ЗП с $N = 41$, изготовленную фотолитографическим способом. В точке главного фокуса ЗП ($\lambda_3 = 1$ м) для излучения третьей гармоники помещалась диафрагма диаметром 100 мкм. Полученные значения эффективности фильтрации составили $\eta_{31} \sim 8 \cdot 10^3$ и $\eta_{32} \sim 3 \cdot 10^2$, что достаточно хорошо совпадает с расчетными данными ($\sim 2 \cdot 10^4$ и $\sim 10^3$ соответственно).

Л и т е р а т у р а

1. Маркин А.С., Студенов В.Б., Иолтуховский А.А. - ЖТФ, 1980, т. 50, с. 2482.
2. Замула Г.Т., Маркин А.С., Рубцов И.Н., Студенов В.Б. - Краткие сообщения по физике ФИАН, 1982, № 9, с. 56.
3. N a r r i s S.E. - Phys. Rev. Letts., 1973, vol. 31, p. 341.
4. В л а д и м и р с к и й А.Б., С и л и н В.П. - Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1979, № 5, с. 39.
5. М а л ю ж и н е ц Г.Д. - ДАН СССР, 1946, т. 54, с. 403.
6. К и л ь п и о А.В., М а л ю т и н А.А., П а ш и н и н П.П. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 520.