

Периодическое увеличение и затем уменьшение амплитуды вторичной волны по мере увеличения расстояния, проходимого вместе первичной электромагнитной и гравитационной волнами (при квантовом описании эта периодичность может рассматриваться как результат проявления двух противоположных процессов фотон $\rightleftharpoons$ фотон+гравитон), приводят к появлению верхнего предела для  $|a/A|$ . Оценка для предела такова:

$$\left| \frac{a}{A} \right|_{\max} \approx \frac{\hbar\omega}{\omega - \Omega} \approx \hbar \text{ при } \omega \gg \Omega.$$

Пользуясь возможностью, благодарю В. Б. Брагинского за внимание к настоящей работе и полезные беседы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973. [2] Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология. М.: Наука, 1974. [3] Брагинский В. Б., Гришук Л. П. и др. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1729. [4] Гришук Л. П. УФН, 1977, 121, № 4, с. 629.

Поступила в редакцию  
15.10.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 621.378.46

#### ОПТИМАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ И ВРЕМЕННЫМ ПРОФИЛЕМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков, В. А. Трофимов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

При использовании оптических пучков для передачи информации необходимо формировать пучки таким образом, чтобы нелинейные искажения при их прохождении через нелинейную среду были минимальными. Для этого проводят оптимизацию параметров пучка, используя один из следующих методов: вариационные методы (в частности, градиентный метод [1]), методы теории подобия [3-4], статистический метод [5]. Как правило, такие задачи требуют расчетов с применением ЭВМ. Для наиболее быстрого нахождения требуемых параметров пучка в первом приближении можно воспользоваться безабберационным описанием [2] процесса распространения оптического излучения в нелинейной среде, согласно которому пучок характеризуется одной функцией  $f(z, \eta)$  — его безразмерной шириной. Уравнения и граничные условия для этой функции имеют вид

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \Theta; \quad \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \alpha F_{\text{нл}}(f, u_2 = I_0(\eta), z) + \frac{1}{f^3}, \quad (1)$$

$$f(0, \eta) = 1; \quad \Theta(0, \eta) = R_d/R(\eta) = u_1(\eta).$$

Здесь  $z$  — координата, вдоль которой происходит распространение оптического излучения и которая измеряется в дифракционных длинах  $R_d = (1/2)ka^2$ ;  $k$  — волновое число;  $a$  — размер пучка на входе в нелинейную среду;  $\alpha$  характеризует нелинейное самовоздействие пучка;  $F_{\text{нл}}$  описывает нелинейную рефракцию;  $I_0(\eta)$  — форма импульса,  $\eta$  — время, нормированное на длительность импульса  $\tau_{\text{н}}$ ;  $R(\eta)$  — кривизна волнового фронта.

Прежде всего рассмотрим процесс стационарного распространения оптического излучения в нелинейной среде. Максимуму интенсивности на оси в некоторой точке  $z_0$  соответствует минимум функционала  $J$  по уравнению  $u_1$ , где

$$J = f^2(z_0, u_1). \quad (2)$$

Использование градиентного метода оптимизации предполагает введение сопряженной системы уравнений [1], которая в данном случае записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial \Psi_1}{\partial z} = -\Psi_2 \left( \alpha \frac{\partial F_{\text{нл}}}{\partial f} - \frac{3}{f^4} \right); \quad \frac{\partial \Psi_2}{\partial z} = -\Psi_1$$

с граничными условиями при  $z=z_0$ :  $\Psi_2=0$ ;  $\Psi_1=2f_1$ . Переход от управления  $u_1^n$  к управлению  $u_1^{n+1}$  осуществляется по правилу

$$u_1^{n+1} = u_1^n - \alpha_n \frac{\partial J}{\partial u_1^n}; \quad \frac{\partial J}{\partial u_1^n} = \Psi_2|_{z=0}. \quad (3)$$

Данный алгоритм был реализован для сред с различными механизмами нелинейности. В частности, для кубичной среды ( $F_{\text{нл}}=1/f^3$ ) имеем  $u_1^{\text{опт}}=-1/z_0$ . В случае теплового самовоздействия ( $F_{\text{нл}}=1/f$ ) оптимизация функционала (2) проводилась как в приближении нелинейной геометрической оптики, так и с учетом дифракции пучка. Результаты проведенной оптимизации были представлены в виде зависимостей оптимальной фокусировки пучка и интенсивности на мишени от его начальной фокусировки и параметра нелинейности  $\alpha$ .

Отметим, что в приближении нелинейной геометрической оптики для  $\alpha > 0,4$  минимальное значение функционала в точке  $z_0=1$  достигается при определенной начальной фокусировке пучка. По мере роста нелинейности фокус движется к границе среды и интенсивность в нем уменьшается, а начиная с некоторого значения ( $\alpha > 4$ ) безразмерная ширина пучка на мишени при оптимальной фокусировке превышает 1.

Процесс распространения оптического излучения описывается более точно, если учесть дифракцию пучка. В этом случае для значений нелинейности, не превосходящих некоторого  $\alpha_{\text{кр}}(z_0)$ , оптимальная фокусировка соответствует сходящемуся пучку, при  $\alpha \sim \alpha_{\text{кр}}$  — плоскому фазовому фронту, а при  $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$  — расходящемуся пучку (фокус подстраивается к положению мишени на трассе). Соответственно минимальная ширина пучка достигается в первом случае в точке трассы, находящейся до мишени, во втором случае ширина практически не меняется, а в третьем случае перетяжка расположена либо в точке за мишенью, либо на самой мишени. Например, для  $z_0=2$   $\alpha_{\text{кр}}(z_0=2)=1$ , при  $\alpha > 4$  фокус почти совпадает с точкой  $z_0=2$ .

Представляет интерес исследование зависимостей функционала от начальной фокусировки пучка для разных значений нелинейности. Нами получены такие зависимости для различных длин трасс ( $0,5 \leq z_0 \leq 2$ ) и значений нелинейности ( $0 < \alpha \leq 12$ ). На рис. 1 представлены результаты построения для трассы  $z_0=0,5$ . Кривые имеют форму парабол, вершины которых дают оптимальные условия фокусировки. Нетрудно заметить, что оптимизация фокусировки позволяет увеличить интенсивность на мишени по крайней мере в 3—5 раз по сравнению со случаем отсутствия начальной фокусировки.

Особый интерес представляет исследование скорости сходимости управлений (3) и определение параметров  $\alpha_n$ , для которых число итер-

раций минимально. Проведенные расчеты показали, что для достижения точности  $\epsilon=0,01$  необходимо 10—12 итераций. Дальнейшее увеличение точности приводит к значительному увеличению числа итераций. Зависимость скорости сходимости от начального выбора коэффициента  $\alpha_n$  в случае дефокусировки пучка является более слабой, чем от точности процесса. Тем не менее удачный выбор  $\alpha_n$  позволяет сократить число итераций в 1,5—2 раза. При самофокусировке пучка влияние выбора  $\alpha_n$  и точности  $\epsilon$  на скорость сходимости примерно одинаковое.

Оптимальное значение  $\alpha_n$  зависит от длины трассы и изменяется в пределах 2—0,5 для  $0,5 \leq z_0 \leq 1,5$ . Существенно, что при изменении трассы меняется характер сходимости: так, при  $z_0 < 1,2$  сходимостью монотонная, а при  $z_0 > 1,2$  име-

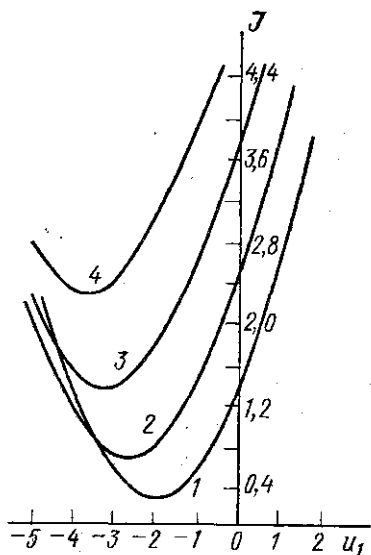


Рис. 1. Зависимость функционала от начальной фокусировки пучка для  $\alpha=0$  (1), 4 (2), 8 (3), 12 (4)

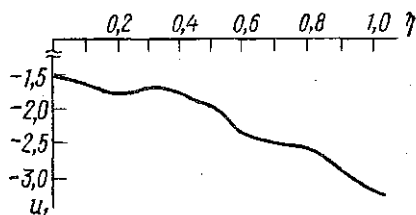


Рис. 2. Оптимальная фокусировка прямоугольного импульса

ют место осцилляции значения управления (например, для  $z_0=1,5$  и  $\alpha_n=0,25$  происходит 3 осцилляции).

Перейдем к рассмотрению нестационарного распространения оптического излучения в среде с тепловым механизмом нелинейности в случае, когда диффузией тепла можно пренебречь. Нелинейная рефракция в уравнениях (1) имеет вид

$$F_{нл} = f \int_0^{\eta_0} \frac{u_2(\eta)}{f^4(z, \eta)} d\eta.$$

Критерием качества компенсации тепловых искажений может служить интегральная интенсивность на оси пучка

$$J = - \int_0^{\eta_0} \frac{u_2(\eta)}{f^2(z_0, \eta)} d\eta. \quad (4)$$

В этом случае производные функционала и граничные условия для сопряженной системы определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial z} &= \Psi_2|_{z=0}; \quad \Psi_1|_{z=z_0} = \frac{2u_2}{f^3(z_0, \eta)}; \\ \frac{\partial J}{\partial u_2} &= \alpha \int_0^{z_0} \Psi_2(z, \eta) \frac{\partial F_{нл}}{\partial u_2} dz - \frac{1}{f^2(z=z_0, \eta)}; \\ \Psi_2|_{z=z_0} &= 0. \end{aligned}$$

Нами проведена оптимизация формы импульса и волнового фронта для различных импульсов. На рис. 2 приведены результаты одного из таких расчетов для импульса прямоугольной формы при значении нелинейности  $\alpha=2$  и длине трассы  $z_0=0,5$ . Из рис. 2 следует, что оптимальная начальная фокусировка пучка имеет сложную форму: для  $\eta < 0,25$  она изменяется практически линейно, затем происходит чередование спада кривой с ее возрастанием. В конце импульса фокусировка более сильная, что объясняется возрастанием теплового самовоздействия пучка. Отметим, что с помощью коррекции волнового фронта можно удержать ширину пучка на мишени почти на одном уровне  $f \sim 0,6$ . В данном случае минимальное значение функционала (4) достигается в сечении  $z=0,3$  и равно  $-3,56$ ; на мишени  $J=-2,08$ .

Для импульса гауссовой формы оптимальная фокусировка имеет несимметричную форму: передняя часть импульса фокусируется более сильно, чем задняя. Из проведенных расчетов следует, что оптимизация фокусировки пучка позволяет увеличить интегральную интенсивность на мишени по крайней мере в 3 раза.

При распространении импульса его передняя часть испытывает слабое самовоздействие. Поэтому при дефокусировке оптимальному профилю соответствует импульс, уменьшающийся во времени. Так, для  $\alpha=25$ ,  $z_0=0,5$  при оптимальной форме импульса основная часть энергии находится в пределах 0,25 начальной длительности.

В заключение отметим, что аналогичным образом нами были рассмотрены задачи оптимизации начального наклона фазового фронта пучка в случае его распространения в движущейся среде, а также формы импульса в случае нестационарной керровской нелинейности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А., Воронцов М. А. и др. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1980, 23, № 1, с. 1. [2] Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. УФН, 1967, 93, № 1, с. 19. [3] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. Изв. АН СССР, сер. физика, 1978, 42, № 12, с. 2547. [4] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Чернега П. И. В кн.: Материалы международной школы по когерентной оптике и голографии. Прага, 1980, с. 172. [5] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. В кн.: 2-е Совещание по атмосферной оптике. Тезисы докладов. Томск, 1980, ч. 3, с. 69.

Поступила в редакцию  
19.10.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 521.13

#### О ВЕКОВЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ ДОЛГОТ УЗЛОВ И АРГУМЕНТОВ ПЕРИАСТРОВ ОРБИТ СОСТАВЛЯЮЩИХ КРАТНОЙ СИСТЕМЫ $\xi U. Ma$ .

А. А. Орлов, Н. А. Соловая

(ГАНШ)

**Введение.** Настоящая статья посвящена приложению теории звездной задачи трех тел, развитой в работах [1, 2], к системе  $\xi U. Ma$ . Эта система обладает рядом интересных особенностей, благодаря которым она привлекает к себе внимание многих исследователей.

История ее открытия и изучения неоднократно и подробно освещалась в литературе [3, 4]. Укажем, что  $\xi U. Ma$  является четырехкратной звездой и состоит из двух спектрально-двойных звезд. Пери-