

01; 07

© 1993

## О НАРУШЕНИИ ЗАКОНА СНЕЛЛИУСА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ЭКРАНА СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

С.Д. К у н и ц ы н, А.П. С у х о р у к о в,  
В.А. Т р о ф и м о в

Взаимодействие встречных волн широко встречается как в различных оптических установках, так и при решении многих проблем нелинейной оптики, в частности в задачах обращения волнового фронта (ОВФ) световых пучков при четырехволновом взаимодействии [1]. Как правило, световые пучки и импульсы распространяются неколлинеарно. Однако именно это интересное для практики взаимодействие не анализировалось достаточно подробно в литературе. Следует отметить, что в задачах ОВФ при анализе эффективности обращения неколлинеарность распространения пучков обычно учитывалась с помощью законов линейной оптики. Однако, как известно [2], при попутном четырехволновом взаимодействии происходит попарный захват пучков и, следовательно, учет неколлинеарности распространения по линейной теории не всегда можно проводить. Поэтому представляет интерес рассмотреть неколлинеарное взаимодействие встречных волн (см. также [3]).

Анализируемый ниже процесс в керровской среде описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\frac{\partial A_+}{\partial t} + \frac{\partial A_+}{\partial z} + \theta \frac{\partial A_+}{\partial x} + i\Delta_{\perp} A_+ + igF_+ = 0,$$

$$t > 0$$

(1)

$$\frac{\partial A_-}{\partial t} - \frac{\partial A_-}{\partial z} + \theta \frac{\partial A_-}{\partial x} + i\Delta_{\perp} A_- + igF_- = 0,$$

$$F_+ = [ |A_+|^2 + 2|A_-|^2 ] A_+, \quad F_- = [ 2|A_+|^2 + |A_-|^2 ] A_-,$$

где  $A_+(z, x, t)$  и  $A_-(z, x, t)$  нормируются на  $A_0$  — пиковое значение амплитуды падающего импульса, координата  $z$ , вдоль ко-

торой распространяется импульс, измеряется в дифракционных длинах  $L_d = 2k_0 a^2$ ,  $\theta$  - угол наклона пучка к оси  $Z$ , нормированный на  $\theta_d = 1/2 k a$  - угол дифракционной расходимости пучка в линейной среде,  $a$  - радиус пучка на входе в нелинейную среду,  $k_0$  - волновое число, поперечная координата  $x$  - нормирована на  $a$ ,  $\Delta_1 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ ,  $t$  - время, нормированное на время прохода импульсом дифракционной длины  $\tau = \frac{2k_0 a^2}{V_{gp}}$ ,  $V_{gp}$  - групповая скорость импульса,  $g = n_2 k_0 L_d A_0^2$  - коэффициент нелинейности.

Систему уравнений (1) необходимо дополнить начальными и граничными условиями:

$$A_+(z=0, x, t) = \exp(-(t-t_0)^2/\tau_u^2) \exp(-x^2);$$

$$A_-(z=L, x, t) = A_+(z=L, x, t); \quad (2)$$

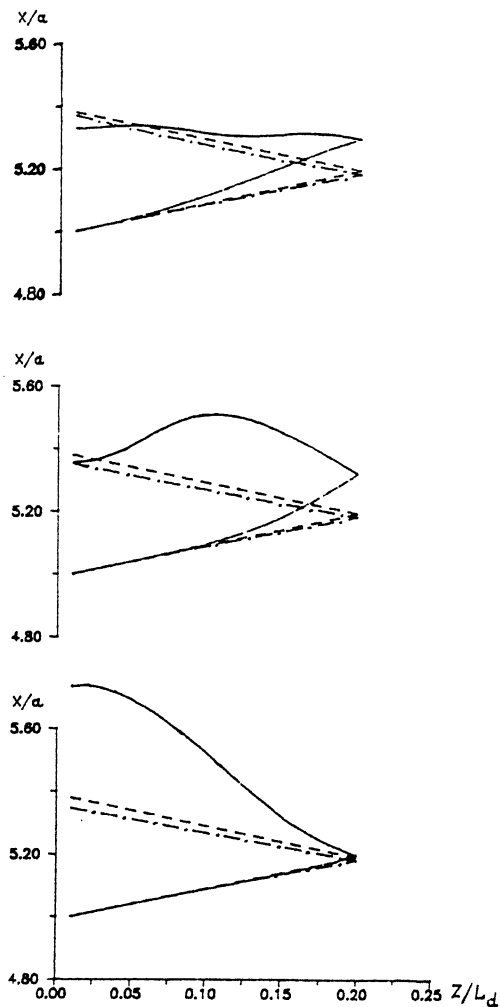
$$A_+|_{t=0} = A_-|_{t=0} = 0; \quad A_{\pm}|_{x=R} = 0.$$

Здесь  $L$  - длина среды,  $R$  - ее граница по поперечной координате,  $t_0$  и  $\tau_u$  - соответственно центр и длительность импульса. Следует отметить, что расчет стационарного встречного взаимодействия световых импульсов нами проводился методом установления, так как в этом случае гарантирован выход решения на стационар [4].

Проведенные исследования самовоздействия световых импульсов и пучков в дефокусирующей и самофокусирующей средах показали, что в нелинейной среде закон Снеллиуса может не выполняться. Процесс отражения оптического излучения от экрана существенно зависит от его начального профиля, длительности импульса и угла наклона  $\theta$  (см. [3]). Для определенности положим в дальнейшем  $\theta = 1$ .

Более подробно остановимся сначала на случае самовоздействия световых импульсов. Если его длительность меньше времени пробега света до экрана и обратно (в этом случае время взаимодействия импульсов вблизи экрана мало), то отражение происходит практически так же, как в линейной среде. Если же их длительность существенно превосходит удвоенное время пробега (при этом время их взаимодействия велико), то для большей части импульсов реализуется стационарный режим распространения.

Промежуточный режим отражения реализуется для импульсов, перекрывающихся вблизи экрана некоторое время. В фокусирующей среде отраженный импульс приобретает дополнительный наклон волнового фронта из-за притяжения к нему падающего (см. рисунок, сплошная кривая). Вследствие этого угол распространения отраженного импульса становится отличным от угла его распространения в линейной среде (см. рисунок, пунктирная кривая), и



Зависимость координаты центра импульсов от пройденного расстояния;  $|g| = 6$ ,  $\tau_u = 0.3$ . а -  $t = 0.8$ , б -  $t = 0.9$ , в -  $t = 1$ .

точка отражения на экране смещается вверх. В дефокусирующей же среде падающий импульс отталкивается, и точка отражения располагается ниже, чем в линейной среде (см. рисунок, штрих-пунктирная кривая).

Интересно отметить, что координата центра отраженного пучка существенно зависит от времени, что для случая малой мощности пучков наиболее ярко проявляется в фокусирующей среде.

Расчеты показывают, что смещение центра тяжести пучков существенно зависит от их начального профиля интенсивности. Например, отраженный первоначально гипергауссов пучок распространяется в обратном направлении. Взаимодействие встречных пучков и импульсов зависит от способа их создания (см. [2]): для независимых пучков оно может значительно отличаться от взаимодействия световых пучков, один из которых создан за счет отражения другого. Данные результаты необходимо учитывать при оценке качества и эффективности обращения при ОВФ даже в приближении заданных волн накачки, так как их распространение может качественно отличаться от случая линейной среды.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] З е л ь д о в и ч Б.Я. и др. Обращение волнового фронта. М.: Наука. 1985.
- [2] С у х о р у к о в А.П., Т и т о в В.Н., Т р о ф и м о в В.А. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1990. Т. 54. № 6. С. 1099-1103.
- [3] К у н и ц ы н С.Д., С у х о р у к о в А.П., Т р о ф и м о в В.А. // Препринт физического факультета МГУ. 1991. № 18.
- [4] С у х о р у к о в А.П., Т р о ф и м о в В.А. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1987. Т. 51. № 2. С. 340.

Поступило в Редакцию  
3 февраля 1993 г.