

всей трассы. Характерный спектр доплеровского сигнала приведен на рис. 2. Его форма отражает распределение частиц естественного аэрозоля по скоростям.

Аппаратная ошибка измерения скорости ветра не превышает 10 см/с, она определяется шириной спектра одной продольной моды лазера.

По отношению сигнал/шум были определены абсолютные значения коэффициента обратного рассеяния β для $\lambda=1,06$ мкм при различных дальностях видимости W : $\beta=6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ при $W=0,1$ км и $\beta=4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ при $W=5$ км. Фокусировка осуществлялась на расстояниях в несколько десятков метров, в этом случае влиянием атмосферной турбулентности и ослаблением излучения можно пренебречь.

Кроме лучшего пространственного разрешения по сравнению с ДЛ на CO_2 -лазере, Nd:YAG-лидар удобнее в эксплуатации и не требует охлаждаемого фотодетектора. В такой системе проще осуществить сдвиг частоты для определения знака скорости. В принципе возможно зондирование на двух длинах волн: $\lambda=0,53$ и $1,06$ мкм. ДЛ на Nd:YAG-лазере можно автоматизировать по схеме, уже использованной нами в CO_2 -лидаре [3].

Следует, однако, заметить, что большее ухудшение отношения сигнал/шум за счет атмосферной турбулентности делает Nd:YAG-лидар менее эффективным для зондирования на больших дальностях в приземном слое атмосферы. В то же время в перспективе он может оказаться эффективным инструментом для активного зондирования верхних слоев атмосферы из космоса [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Берсенева В. И., Приезжев А. В. Деп. ВИНТИ № 7988—В85. М., 1985. [2] Lawrence T. R. et al. // Rev. Sci. Inst. 1972. 43, N 3. P. 512—518. [3] Ахманов С. А. и др. Препринт физ. фак. МГУ. 1985. № 27. [4] Берсенева В. И. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1987. 28, № 1, С. 85—87. [5] Kane T. J. et al. // Appl. Opt. 1984. 23, N 15. P. 2477—2481.

Поступила в редакцию
29.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 5

УДК 621.373

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В НЕЛИНЕЙНОЙ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДЕ

А. А. Голубков, В. А. Макаров, Е. Б. Черепецкая

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассмотрены особенности развития мелкомасштабных неоднородностей произвольной поляризации при самофокусировке света в нелинейной среде с пространственной дисперсией. Показано, что наиболее вероятно образование нитей из возмущений, имеющих эллиптичность, отличную от эллиптичности падающего света.

Поперечное распределение амплитуды лазерного излучения, распространяющегося в среде с кубической нелинейностью, может быть неустойчиво по отношению к возмущениям. Существующая теория этого явления [1—4] использует предположение о невозможности образования нити из случайно возникающей мелкомасштабной неоднородности, локально меняющей поляризацию волны. Однако наличие практически во всех средах эффектов поляризационного самовоздействия света [5—7], приводящих к сильному изменению поляризационных характеристик излучения, делает это приближение малооправданным. Более того, в настоящей работе показано, что наиболее вероятным является образование нитей из мелкомасштабных возмущений, имеющих эллиптичность, отличную от эллиптичности падающего света.

Распространение световых пучков в изотропных непоглощающих средах с пространственной дисперсией (ПД) кубической нелинейности может быть описано следующей системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризованных волн $A_{\pm}(z, r)$:

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} A_{\pm} = i \left\{ \pm \rho_0 - \left(\frac{\sigma_1}{2} \mp \rho_1 \right) |A_{\pm}|^2 - \left(\frac{\sigma_1}{2} + |\sigma_2| \right) |A_{\mp}|^2 \right\} A_{\pm}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, k — волновой вектор, $\rho_{0,1} = 2\pi\omega^2\gamma_{0,1}/c^2$, $\gamma_{0,1}$ — константы линейной и нелинейной гирации, $\sigma_{1,2} = 2\pi\omega^2\chi_{1,2}/kc^2$, $\chi_1 = 2\chi_{xyxy}^{(3)}$, $\chi_2 = \chi_{xyxy}^{(3)}$, $\widehat{\chi}^{(3)}$ — тензор кубической нелинейности. Ограничимся случаем $\sigma_{1,2} > 0$, в обычных оптически активных средах $|\rho_1/\sigma_1| \ll 1$ [6].

Для определения влияния нелинейной гиротропии на пороговые условия образования нити из мелкомасштабной неоднородности при самофокусировке (СФ) лазерного излучения воспользуемся подходом, обобщающим разработанную в [2] методику на случай произвольной поляризации основного пучка и его возмущения. Последняя обоснована лишь вблизи границы нелинейной среды, но в силу лавинообразности процесса СФ можно ожидать, что полученные с ее помощью результаты дают весьма вероятное описание и на достаточно больших расстояниях, ограничиваемых лишь длиной СФ пучка как целого [2].

Пусть на входе в среду распределение амплитуды лазерного излучения имеет вид

$$\widetilde{A}_{\pm 0}(0, \mathbf{r}) = \{E_{0\pm} f(\mathbf{r}) + e_{0\pm} f_1(\mathbf{r})\} \exp\{-ik[S_{\pm}(0, \mathbf{r}) + \Psi_{\pm}(0, \mathbf{r})]\}, \quad (2)$$

где $\Psi_{\pm}(0, \mathbf{r}) = S_0(\mathbf{r}) \pm \Phi_0(\mathbf{r})$, а $\{2(E_{0+} e_{0+} + E_{0-} e_{0-}) + e_{0+}^2 + e_{0-}^2\}/(E_{0+}^2 + E_{0-}^2) = \mu \ll 1$. Граничные условия (2) учитывают возможность существования возмущений всех характеристик падающего света: интенсивности и степени эллиптичности ($e_{0\pm}$), ориентации эллипса поляризации (Φ_0), а также фазового фронта (S_0). Однако в рамках [2] анализу поддается лишь случай $S_{\pm}(0, \mathbf{r})$ и $\Psi_{\pm}(0, \mathbf{r})$, не зависящих от \mathbf{r} . С учетом (2) будем искать решение (1) в виде

$$\widetilde{A}_{\pm}(z, \mathbf{r}) = [B_{\pm}(z, \mathbf{r}) + b_{\pm}(z, \mathbf{r})] \exp\{-ik[S_{\pm}(z, \mathbf{r}) + \Psi_{\pm}(z, \mathbf{r})]\},$$

причем $A_{\pm}(z, \mathbf{r}) = B_{\pm}(z, \mathbf{r}) \exp\{-ikS_{\pm}(z, \mathbf{r})\}$ удовлетворяют системе (1) в отсутствие возмущения на входе в среду.

Критерий образования нити из возмущения, используемый в [2], применим лишь для линейной поляризации падающего излучения, сохраняющейся и после возникновения неоднородности. Его естественное обобщение на случай произвольной эллиптичности пучков имеет вид

$$\left\{ \frac{1}{\Delta|\widetilde{A}|^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\Delta|\widetilde{A}|^2) - \frac{1}{|A|^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (|A|^2) \right\}_{z=0} > 0. \quad (3)$$

Здесь $|A|^2 = |A_+|^2 + |A_-|^2$; $\Delta|\widetilde{A}|^2 = |\widetilde{A}_+|^2 + |\widetilde{A}_-|^2 - |A|^2$ — интенсивности основного пучка и возмущения. Производные в (3) при $z=0$ легко найти с помощью (1) и граничных условий (2). Считая зависимости $f(\mathbf{r})$ и $f_1(\mathbf{r})$ гауссовыми: $f(\mathbf{r}) = \exp(-2r^2/r_0^2)$, $f_1(\mathbf{r}) = \exp(-2[(x-a)^2 + y^2]/b^2)$, получим следующее условие образования нити:

$$\Phi(\beta^{-1}, m) = n_+(1+m)\beta^{-1} + n_-(1-m)\beta^{-1} + 2g(\beta^{-1} - 1) > 0, \quad (4)$$

где $n_{\pm}(\beta^{-1}) = -2/\beta^2 + (2 + \Gamma_{\pm}^2)/\beta + (3\Gamma_{\pm}^2 - 2\Gamma_{\pm}^2)$, $\Gamma_{\pm}^2 = E_0^2 L_{\pm} \{\sigma_1 \mp \rho_1(1 \pm M) + \sigma_2(1 \mp M)\}$, $E_0^2 = E_{0+}^2 + E_{0-}^2$, $L_{\pm} = k r_0^2/2$, $M = (E_{0+}^2 - E_{0-}^2)/E_0^2$ — степень эллиптичности основного пучка, $\Gamma^2 = P/P_{кр}$, $P = E_0^2 L_{\pm} \sigma_1/2$ — безразмерная мощность падающего излучения, $P_{кр} = \sigma_1/[2(-\sigma_2 M^2 - 2\rho_1 M + \sigma_1 + \sigma_2)]$ — безразмерная критическая мощность, соответствующая СФ невозмущенного пучка, $m = (2(e_{0+} E_{0+} - e_{0-} E_{0-}) + e_{0+}^2 - e_{0-}^2)/\mu E_0^2$, $\beta = b^2/r_0^2$ — эллиптичность и относительный поперечный размер возмущения интенсивности соответственно, $g = \eta_+(\Gamma_+^2 - 2) + \eta_-(\Gamma_-^2 - 2)$, $\eta_{\pm} = e_{0\pm}^2/\mu E_0^2$.

Данное условие написано для присевых возмущений ($a=0$), наиболее опасных в смысле образования нити [2]. При $m=M$, т. е. $E_{0-}(E_{0+} + e_{0+}) = E_{0+}(E_{0-} + e_{0-})$, (4) совпадает с результатом [2] с точностью до изменений в Γ^2 , связанных с влиянием ПД нелинейности и эллиптичности падающего пучка. Легко видно, что $\Phi(\beta^{-1}, m)$ квадратична относительно β^{-1} . Следовательно, у поперечных размеров возмущений, удовлетворяющих (4), существует (при фиксированных значениях параметров излучения и среды) нижняя граница: при $\beta < \beta_{мин}$ образование нитей не происходит. Значения $\beta_{мин}$ и мощности P_{β} , при которой еще возможно выделение нити из неоднородности с поперечным масштабом β , сильно зависят от эллиптичности возмущения (m). Это хорошо видно из рис. 1, построенного при $\sigma_2/\sigma_1 = 0.5$; $\beta = 0.1$, где приведены зависимости $P_{кр}(M)$ (кривая 1) и $P_{\beta}(M)$ (кривые 2–4, соответствующие $m = -1, M, 1$). Пунктиром изображены отрезки кривых, расположенные в переходных обла-

стях вблизи $M = \pm 1$ (при $m = M$ они отсутствуют). Их возникновение описывается последним слагаемым в (4), имеющим нулевой порядок по μ только при $|M| \gg 1 - \mu$ и связано с особенностями развития возмущения с $m \neq M$ в поле мощной волны, степень эллиптичности которой близка к ± 1 . В этом случае, как оказывается, наиболее быстрый рост всегда (независимо от ρ_1/σ_2) будут испытывать возмущения слабой циркулярно поляризованной составляющей падающего пучка. Причем при $\beta \ll 1$ P_β не зависит от ρ_1 . Размеры переходной области определяются интенсивностью возникающих возмущений, и поэтому в рамках данной теории ход пунктирных кривых на рис. 1 не поддается количественному описанию (за исключением са-

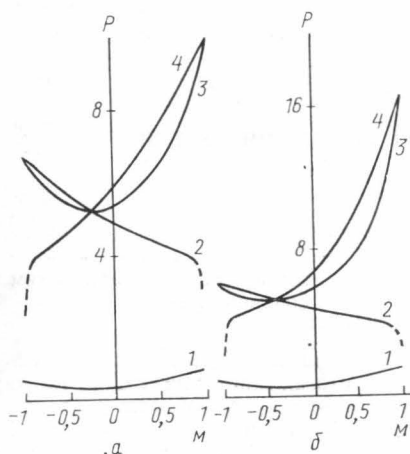


Рис. 1. Критическая мощность и пороги выделения неоднородности с $\beta = 0,1$ в отдельную нить: $\rho_1/\sigma_1 = 0,1$ (а) и $0,25$ (б)

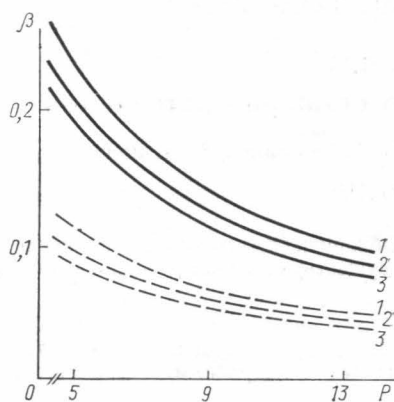


Рис. 2. Зависимости β_0 и $\bar{\beta}_{\min}$ от P

мой точки $M = \pm 1$). Можно лишь утверждать, что переход является плавным. Из рис. 1 также видно, что влияние ПД на P_β не является одинаковым при различных M .

Используя (4), нетрудно показать, что при $|M| < 1 - \mu$ β_{\min} принимает наименьшее значение (обозначаемое в дальнейшем $\bar{\beta}_{\min}$) при $m = \pm 1$, если, соответственно, M меньше или больше $-\rho_1/\sigma_2$. В частности, при $M = 0$ и $\Gamma^2 \gg 1$ $\bar{\beta}_{\min} = 2/[L_d E_0^2 (\sigma_1 + \sigma_2 + |\rho_1|)]$, т. е. ПД нелинейности уменьшает минимальный размер возмущения, опасного в смысле образования нити. Это может показаться противоречащим [4], где было показано, что тепловая и ориентационная ПД значительно повышают устойчивость СФ в изотропной фазе нематических жидких кристаллов. Однако эти механизмы ПД существенно отличаются от электронного, рассматриваемого в настоящей работе. В частности, они не приводят к поляризационным эффектам. Обсуждаемый же результат является прямым следствием предположения о возможности возникновения возмущения с эллиптичностью, отличной от эллиптичности падающего пучка.

Простой анализ условия (4) позволяет также определить оптимальные — в смысле выделения в нить — значения β , обозначаемые в дальнейшем β_0 . На рис. 2 приведены зависимости $\beta_0(P)$ (сплошные кривые) и $\bar{\beta}_{\min}(P)$ (пунктир) при $\sigma_2/\sigma_1 = 0,5$. Кривым 1—3 соответствуют $M = 0, \rho_1 = 0$; $M = 0, \rho_1 = 0,2$ и $M = 0,75, \rho_1 = 0$. Как и в работе [4], устойчивость СФ понижается при увеличении мощности падающего излучения.

Авторы благодарны С. А. Ахманову и К. Н. Драбовичу за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Беспалов В. И., Таланов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1966. 3, № 12. С. 471—475. [2] Ляхов Г. А. // Опт. и спектр. 1972. 33, № 5. С. 969—974. [3] Розанов Н. Н., Смирнов В. А. // ЖЭТФ. 1976. 70, № 6. С. 2060—2073. [4] Ляхов Г. А., Макаров В. А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1979. 20, № 2. С. 3—7. [5] Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M. // Phys. Rev.

АСТРОНОМИЯ

УДК 521.13

О СГУЩЕНИИ АСТЕРОИДОВ ВБЛИЗИ СОИЗМЕРИМОСТЕЙ

И. А. Герасимов, Е. Л. Винников

(ГАИШ)

Обнаружено, что внутри сгущений астероидов, отвечающих соизмеримостям $3/2$ и $1/1$, существуют люки, расположенные вблизи точной соизмеримости.

Как принято считать, соизмеримостям средних движений астероидов и Юпитера соответствуют сгущения астероидов либо их разрежения, или люки Кирквуда. Однако более подробный статистический анализ некоторых групп малых планет, находящихся во внешней части кольца астероидов, которым, собственно, и соответствуют сгущения вблизи соизмеримостей, показывает, что внутри сгущений все-таки существуют люки.

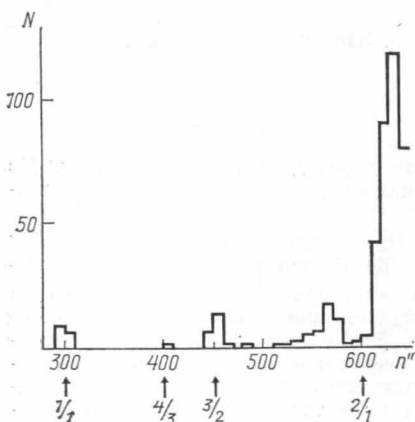


Рис. 1. Распределение астероидов во внешней части кольца малых планет по средним движениям

На рис. 1 представлено распределение астероидов во внешней части кольца [1]. По горизонтальной оси отложены средние движения астероидов в секундах дуги, по вертикальной — число астероидов. На гистограмме видны сгущения астероидов вблизи соизмеримостей $1/1$, $3/2$ и люк вблизи соизмеримости $2/1$. Стрелки указывают величины средних движений, соответствующие этим соизмеримостям.

В дальнейшем более подробно рассматриваются распределения астероидов, находящихся вблизи соизмеримостей $3/2$ и $1/1$, входящих соответственно в группу Гильды и Троянскую группу. Элементы орбит малых планет взяты нами из «Эфемерид на 1987 год» [2].

На рис. 2 показано распределение астероидов группы Гильды, объединяющей 38 астероидов, находящихся вблизи соизмеримости $3/2$. По горизонтальной оси отло-

жена величина большой полуоси в а. е., по вертикальной — число астероидов. Пунктир отмечает величину полуоси, соответствующую точной соизмеримости $3/2$. Шаг первой из трех гистограмм на рис. 2 составляет 0,013 а. е. Вторая сдвинута на половину величины шага для учета возможного влияния малой статистики, с той же целью шаг третьей гистограммы уменьшен в 2 раза.

На всех трех гистограммах хорошо заметно, что внутри сгущения астероидов просматривается люк, соответствующий малой окрестности соизмеримости.

Результаты аналогичного анализа, проведенного для астероидов Троянской группы, представлены на рис. 3. 41 астероид этой группы образует сгущение вблизи соизмеримости $1/1$. Соответствующая ей величина большой полуоси отмечена пунктиром. На первой и второй гистограммах шаг равен 0,025 а. е., причем так же, как и на рис. 2, на второй диаграмме интервалы сдвинуты для учета возможного влияния малой статистики на общий вид гистограммы. Шаг третьей гистограммы в 1,5 раза меньше, чем первой и второй.