

О ВЛИЯНИИ НАСЫЩАЕМОГО УСИЛЕНИЯ НА САМОФОКУСИРОВОЧНУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

Д.Ю. Кузнецов

Коэффициент усиления слабых возмущений плоской волны в усилителе с самофокусирующей рефрактивной нелинейностью может быть в несколько раз меньше коэффициента, даваемого оценкой через интеграл распада.

Самофокусирующая неустойчивость является одним из основных факторов, ограничивающих интенсивность излучения в мощных оптических усилителях. В работах /1, 2/ исследовалась неустойчивость плоской волны в самофокусирующей среде с кубической нелинейностью. Для оценки роста относительной интенсивности возмущений плоской волны обычно используют интеграл распада, выражающий нелинейный набег фазы /3, 4/. Эта оценка соответствует росту самого неустойчивого возмущения. Между тем, конкретная поперечная мода только в одном сечении является наименее устойчивой, в других сечениях ее поперечное волновое число отличается от оптимального и она растет не так быстро. Кроме того, насыщение усиления приводит к уменьшению эффективного инкремента модулированной компоненты поля по сравнению с инкрементом плоской волны /5-7/. В настоящей работе исследуется рост слабых возмущений плоской волны в условиях совместного действия насыщаемого усиления и кубической самофокусирующей нелинейности.

Для случая кубической рефрактивной нелинейности и активной нелинейности общего вида запишем уравнение дифракции в параксиальном приближении:

$$(\partial/\partial z + \Delta_{\perp}/2ik)E = i\gamma EE^*E + g(EE^*)E, \quad (1)$$

где $\gamma = \text{const}$; $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; функция g выражает зависимость локального инкремента от интенсивности EE^* . Выделяя в поле плоскую волну, будем искать решение уравнения (1) в виде $E = E(x, y, z) = A(z)[1 + B(z) \cos(px)]$, где $|B| \ll 1$. Подстановка в (1) дает в линейном по B приближении систему

$$dA/dz = [i\gamma a + g(a)]A, \quad dB/dz = [i(\gamma a - q) + g'a]B + (i\gamma a + g'a)B^*, \quad (2)$$

где $a = AA^*$; $q = p^2/2k$; $g' = dg(a)/da$. Полагая $B = X + iY$, запишем уравнения для вещественной и мнимой частей: $dX/dz = qY + 2g'aX$, $dY/dz = (2\gamma a - q)X$. Исключая их этой системы X , получаем уравнение второго порядка

$$d^2Y/dz^2 + [2g'a + 4ag\gamma/(2\gamma a - q)]dY/dz - \kappa^2 Y = 0, \quad (3)$$

где $\kappa = [q(2\gamma a - q)]^{1/2}$.

При $q < \gamma a$ и слабом усилении ($g \ll \gamma a$, $|g'| \ll \gamma$) уравнение (3) имеет быстрорастущее решение (при $g = 0$ рост экспоненциальный). Рассмотрим (3) как уравнение движения материальной точки единичной массы в антиосцилляционном потенциале $-\kappa^2 Y^2/2$. При достаточно крутом спадании функции g коэффициент при втором слагаемом в формуле (3) дает квазитрение. Покажем, что нелинейность насыщения $g(a) = g_0/(1 + a/I_0)$, $g_0 = \text{const}$, $I_0 = \text{const}$ не дает заметного квазитрения, которое радикальным образом повлияло бы на устойчивость пучка. Рассмотрим возмущения с $q = \gamma a$, растущие в отсутствие усиления особенно быстро (с инкрементом $\kappa = \gamma a$). Для них коэффициент квазитрения $-2g'a - 4g = 2g_0 I_0 a / (I_0 + a) - 4g_0 I_0 / (I_0 + a) < 0$ отрицательный. При этом сглаживание неоднородностей за счет большего инкремента в областях с меньшим значением интенсивности с избытком компенсируется общим усилением плоской волны.

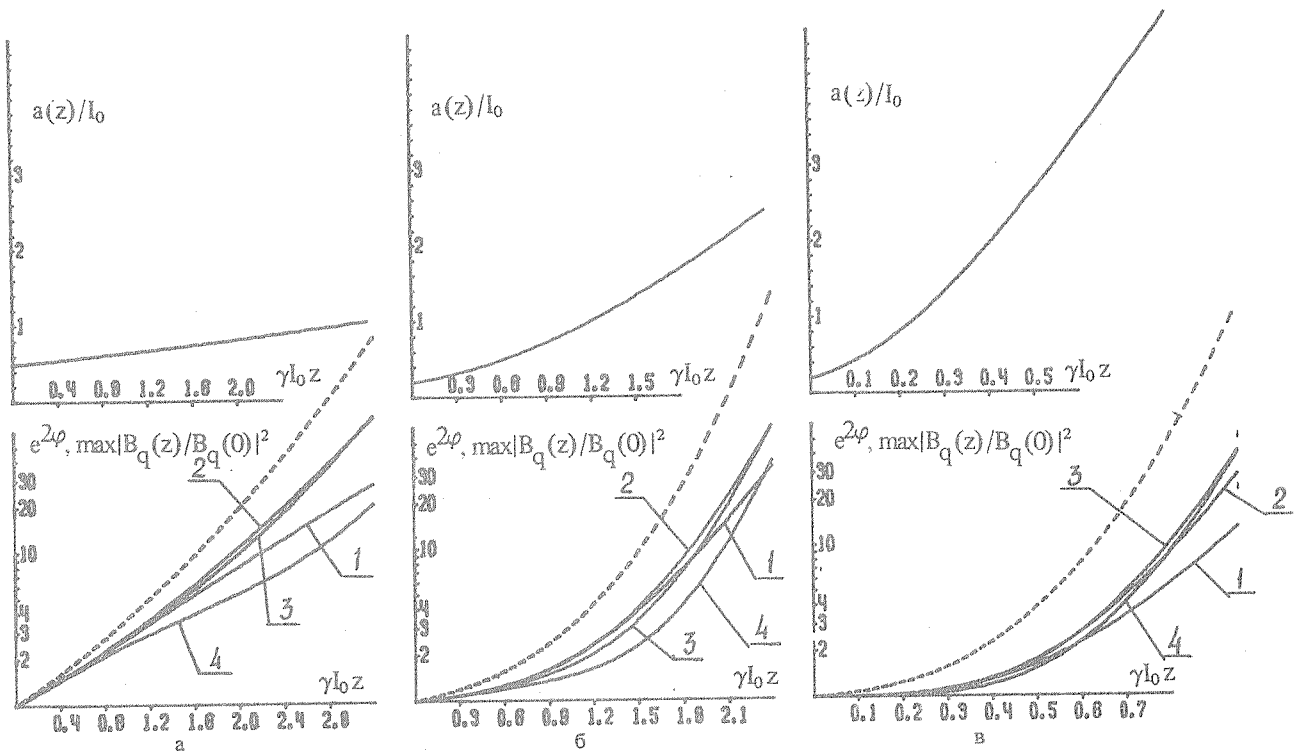


Рис. 1. Зависимость от продольной координаты интенсивности плоской волны в усилителе (верхние графики) и коэффициента усиления возмущений (нижние графики) в частных случаях: а) $g_0 = 0,2\gamma I_0$, $a(0) = 0,5I_0$; $q/\gamma I_0 = 0,1$ (1), $0,5$ (2), $1,0$ (3), $1,5$ (4); б) $g_0 = \gamma I_0$, $a(0) = 0,2I_0$; $q/\gamma I_0 = 0,5$ (1), $1,0$ (2), $1,5$ (3), $2,0$ (4); в) $g_0 = 5\gamma I_0$, $a(0) = 0,2I_0$; $q/\gamma I_0 = 1,0$ (1), $2,0$ (2), $3,0$ (3), $4,0$ (4). Пунктирные кривые на нижних графиках соответствуют оценке (4).

Частичное подавление самофокусирующей неустойчивости имеет место при более быстром спаде функции g с ростом интенсивности. Например, при $g(a) = 1 - aa^m$ усиление еще положительно, а квазитрени уже положительно в области значений $2/(2+m) < aa^m < 1$. Однако такая среда вряд ли представляет практический интерес, т.к. даже если удастся подобрать соответствующую присадку с многофотонным поглощением на нужной частоте, потери на поглощение окажутся сравнимыми с полезной мощностью. Более перспективным представляется подавление неустойчивости за счет резонансной рефрактивной нелинейности. Ее можно обеспечить небольшим (в пределах ширины линии) сдвигом частоты ω усищаемого поля относительно частоты ω_0 резонансного перехода.

Рассмотрим случай $g(a) = g_0/(1 + a/I_0)$ более подробно. Исследуем, насколько оценка через интеграл распада

$$|B(z)/B(0)|^2 \approx e^{2\varphi}, \quad \varphi = \int_0^z \gamma a(\xi) d\xi \quad (4)$$

отличается от коэффициента усиления возмущений при фиксированных значениях q . Рост каждой компоненты возмущения зависит от ее начальной фазы относительно плоской волны, поэтому естественно следить не за самой интенсивностью этой компоненты, а за ростом максимального (по всем значениям начальной фазы) отношения $|B_q(z)/B_q(0)|^2$. Именно эта величина отложена на нижних графиках рис. 1 для некоторых значений параметров $g_0/\gamma I_0$, $a(0)/I_0$, $q/\gamma I_0$. Для сравнения на этих же графиках пунктиром нанесена оценка (4), а также изображено изменение интенсивности плоской волны (верхние графики). Рост возмущений не сильно отличается от оценки (4) (рис. 1а) в условиях незначительного изменения интенсивности плоской волны. Если же интенсивность плоской волны изменяется на порядок и более, оценка (4) дает в несколько раз завышенные значения (рис. 1б, в). Например, при $\varphi = 1,5$, когда (4) дает увеличение относительной интенсивности возмущений в 30 раз, рост возмущений, оцениваемый из системы (2), отли-

чается от (4) вдвое на рис. 1а, втрое на рис. 1б и вчетверо на рис. 1в. Это отставание заметно при больших значениях отношения $a(z)/a(0)$.

Таким образом, в протяженном усилителе с нелинейной рефракцией развитие самофокусировочной неустойчивости несколько замедляется, с одной стороны, за счет насыщения усиления, а с другой стороны, за счет изменения значения поперечного волнового числа, соответствующего самой неустойчивой моде. Оценка увеличения относительной интенсивности возмущений плоской волны через интеграл распада не учитывает эти эффекты и поэтому дает завышенные значения. Отличие растет с увеличением коэффициента усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беспалов В. И., Литвак А. Г., Таланов В. И. В кн. Нелинейная оптика. Новосибирск, Наука, 1968, с. 428.
2. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 19, 1833 (1976).
3. Басов Н. Г. и др. Труды ФИАН, 149, 3 (1985).
4. Александрова И. В. и др. Труды ФИАН, 149, 42 (1985).
5. Кузнецова Т. И., Кузнецов Д. Ю. Квантовая электроника, 8, 1808 (1981).
6. Кузнецова Т. И. Квантовая электроника, 9, 790 (1982).
7. Кузнецов Д. Ю. Квантовая электроника, 13, 630 (1986).

Поступила в редакцию 20 февраля 1987 г.