

различают два типа задач. В первом случае амплитуду одной из волн, напр.  $c_i$ , можно считать постоянной — т. е. волна накачки. Тогда решение (3) приводит к распадной параметрич. неустойчивости с инкрементом неустойчивости  $\gamma_D = N_1(V)^2$ . В задачах второго типа рассматривается изменение амплитуд всех трёх волн за счёт их взаимодействия. Решения описывают периодич. перекатку энергии из одной моды в другие.

В этом случае для чисел квазичастиц  $N_i$  выполняются соотношения Мэнли—Роу:  $N_1 + N_2 = m_1$ ;  $N_1 + N_3 = m_2$ ;  $N_2 + N_3 = m_3$  ( $m_i = \text{const} > 0$ ). В плазме задача о динамике трёх волн имеет узкую область применимости, что связано с обилием каналов 3-волновых взаимодействий. Каждая возникшая в результате распадного взаимодействия новая мода обычно имеет новые каналы для распадного процесса. Это приводит к сложным многоволновым процессам, в к-рых обычно возникает необходимость учёта не только процессов взаимодействия волн между собой, но и взаимодействия частиц с волнами.

Интересная особенность распадной неустойчивости в неравновесной плазме связана с наличием в ней волн с отрицат. энергией. Отрицательность энергии волны означает, что возбуждение волны сопровождается уменьшением, а не увеличением энергии волновой среды. Это возможно в плазме с неравновесным распределением частиц по скоростям (напр., пучок частиц в плазме, анизотропия температуры и др.). Взаимодействие волны с отрицат. энергией с волнами положит. энергии приводит к развитию нелинейной неустойчивости взрывного типа. Причина возникновения взрывной неустойчивости волн состоит в том, что, отдавая в процессе распада свою энергию пробным волнам, волна накачки не уменьшает, а увеличивает свою амплитуду. Соответственно этому в первом из ур-ний (3) изменяется знак правой части, а в соотношении Мэнли—Роу — знак при  $N_1$ , т. е. при распаде квазичастицы происходит одноврем. увеличение числа квантов всех взаимодействующих волн. Развивающаяся при этом неустойчивость характеризуется тем, что инкремент тем больше, чем большего уровня достигла амплитуда. Эта особенность неустойчивости моделируется ур-нием  $\frac{d|c_i|}{dt} = \alpha|c_i|^2$ ,

из решения к-рого  $(c_i \sim \frac{1}{t_0 - t})$  видно, что за конечное время амплитуда волны нарастает до бесконечно больших значений, т. е. неустойчивость носит характер «взрыва». Стабилизация взрывной неустойчивости возникает из-за нарушений условий пространственно-временного синхронизма, связанных либо с нелинейностью высшего порядка, либо с неоднородностью плазмы.

Лит.: Кадомацев Б. В., Коллективные явления в плазме, М., 1975; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979. В. Н. Оравский.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН** — связано с энергообменом в нелинейной среде световых волн разных частот и разных направлений распространения и приводит к ряду нелинейнооптич. явлений, в частности к генерации гармоник (см. *Нелинейная оптика*). В общем случае эти взаимодействия могут происходить с участием индуцированных светом возмущений в среде (оптич. и акустич. фоонов, магнонов и т. п.). Такие нелинейные взаимодействия принято наз. *вынужденным рассеянием света*. В узком смысле под В. с. в. понимают нелинейное взаимодействие эл.-магн. волн оптич. диапазона.

В сильных лазерных полях поляризация среды  $P$  является нелинейной ф-цией напряжённости электр. поля  $E$  световой волны и может быть представлена в виде

$$P = \chi E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (1)$$

где  $\chi$  — линейная диэлектрич. восприимчивость среды,  $\chi^{(2)}$  и  $\chi^{(3)}$  — квадратичная и кубичная восприимчивости (для простоты не учитываем тензорный характер восприимчивости и её временную и пространственную

дисперсию; см. *Нелинейные восприимчивости*). Для сред с квадратичной нелинейностью  $\chi^{(2)}$  характерны трёхволновые (трёхчастотные, трёхфотонные) В. с. в., с кубичной нелинейностью  $\chi^{(3)}$  — четырёхволновые (четырёхчастотные, четырёхфотонные) взаимодействия и т. д. Т. о., нелинейная восприимчивость среды порядка  $n$  обуславливает  $(n+1)$ -волновые взаимодействия.

**Трёхволновые взаимодействия.** При распространении в среде с квадратичной нелинейностью плоских световых волн:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z) \quad \text{и} \quad E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z) \quad (2)$$

( $k_n$  — волновое число,  $z$  — направление распространения) создаётся нелинейная поляризация вида:

$$P^{(2)} = \chi^{(2)} E^2 = P_{2\omega_1} + P_{2\omega_2} + P_{\omega_1 + \omega_2} + P_{\omega_1 - \omega_2} + P_0. \quad (3)$$

Здесь:

$$P_{2\omega_n} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} A_n^2 \cos 2(\omega_n t - k_n z), \quad n = 1, 2; \quad (4a)$$

$$P_{\omega_1 \pm \omega_2} = \chi^{(2)} A_1 A_2 \cos[(\omega_1 \pm \omega_2)t - (k_1 \pm k_2)z]; \quad (4б)$$

$$P_0 = \frac{1}{2} \chi^{(2)} (A_1^2 - A_2^2), \quad (4в)$$

$P_0$  — постоянная поляризация среды, возникающая под действием поля интенсивных световых волн и используемая при оптич. детектировании (см. *Детектирование света*). Поляризация (4a) на удвоенной частоте и поляризация (4б) на суммарной (разностной) частоте при определ. условиях могут приводить к перензлучению волны на соответствующих частотах. Так, для возбуждения поля на суммарной частоте  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  (рис. 1, а) необходимо, чтобы выполнялось условие волнового синхронизма вида  $k_3 = k_1 + k_2$ . В этом случае

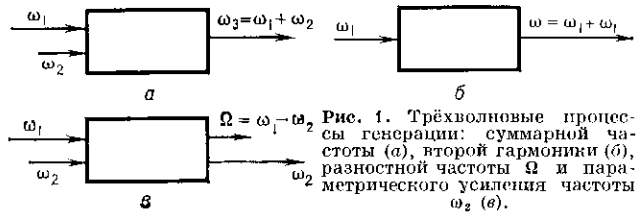


Рис. 1. Трёхволновые процессы генерации: суммарной частоты (а), второй гармоники (б), разностной частоты  $\Omega$  и параметрического усиления частоты  $\omega_2$  (в).

амплитуды световых волн, излучаемых разн. диполями в разных точках среды, складываются и в результате происходит пространственное накопление нелинейного эффекта по мере увеличения длины В. с. в.

Процесс генерации второй гармоники световой волны (рис. 1, б), связанный с поляризацией  $P_{2\omega_2}$ , относится к случаю вырожденного трёхчастотного взаимодействия (частоты возбуждающих волн равны). Но по числу волн этот процесс может быть невырожден. С нелинейной поляризацией  $P_{\omega_1 - \omega_2}$  связаны процессы генерации разностной частоты  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  (рис. 1, в) и процесс усиления волны частоты  $\omega_2$ . Если на входе нелинейной среды одна из световых волн, напр. частоты  $\omega_1$ , является более интенсивной, то процесс В. с. в. принято наз. параметрическим. При этом интенсивная волна (волна накачки) частоты  $\omega_1$  модулирует в пространстве и во времени диэлектрич. проницаемость среды, приводя к параметрич. нарастанию на частотах  $\omega_2$  и  $\Omega$ , к-рое можно интерпретировать как результат работы, производимой нестационарной средой (подробнее см. *Параметрический генератор света*). Параметрическое В. с. в. наз. вырожденным, если частота усилившейся волны является субгармоникой по отношению к частоте накачки:  $\Omega = \omega_1/2 = \omega_2$ . Следует отметить различие в процессах возбуждения второй гармоники и субгармоники. Вторая гармоника может нарастать с нулевой амплитуды на входе нелинейной среды, для усиления же волн субгармоники обязательно необходимо ненулевое значение её амплитуды. Трёхчастотные В. с. в. можно трактовать как когерентные процессы