

квантов ленгмюровских волн — сохраняется. Из закона дисперсии этих волн

$$\omega_l(k) = \omega_p \left(1 + \frac{\delta n}{2n_0} \right) + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 \omega_p$$

(r_D — дебаевский радиус экранирования, n_0 — невозмущённая плотность плазмы, ω_p — плазменная частота) следует, что в «провалах» плотности плазмы ($\delta n < 0$) волновое число k и кинетич. энергия плазмонов возрастают (первое слагаемое можно рассматривать как потенциальную, а второе как кинетич. энергию плазмонов в ед. \hbar). Т. о., области пониженной плотности плазмы играют роль потенциальных ям для плазмонов. Это приводит к их локализации в «провалах» плотности, следовательно, к возрастанию силы ВЧ-давления плазмонов в «провалах». Под действием этого давления плазма вытесняется из области локализации плазмонов, углубляя «провал» плотности и тем самым создавая ещё более глубокую яму для плазмонов. Развивается неустойчивость автомодуляции пространственного распределения плазмонов — стягивание их в сгустки — каверны, из к-рых силой ВЧ-давления плазма вытеснена. Локализация электрич. поля в каверне и вытеснение из неё плазмы сопровождаются уменьшением характерного размера каверны и длины волны запертых в ней плазмонов:

$$l \sim 1/k \sim 1/\sqrt{|\delta n|}$$

и как следствие — ещё большей локализацией ленгмюровской энергии. Тогда рост амплитуды поля в каверне и углубление ямы плотности носят характер взрыва $|\delta n| \rightarrow \infty$, а $l \rightarrow 0$. Это означает, что схлопывание — коллапс каверны — продолжается до тех пор, пока длины запертых в ней плазмонов не достигают малых значений, при к-рых становится существенной диссипация энергии (напр., Ландау затухание) ленгмюровских волн. При коллапсе ВЧ-давление в центре каверны возрастает обратно пропорц. её объёму: $|E|^2 \sim 1/l^3$ ($m = 1, 2, 3$ — размерность каверны). Для коллапса необходимо преодолеть давление плазмы $\delta n T$, вытесняемой из каверны. Газокинетич. давление при коллапсе изменяется $\sim 1/l^3$, поэтому в одномерном случае при нек-ром l установится баланс давлений и коллапс прекратится. В этих условиях модуляц. неустойчивость приводит к образованию солитонов — статич. ям плотности с ленгмюровским наполнением (см. Солитон в плазме).

Аперриодические неустойчивости. При увеличении амплитуды волны накачки необходимо учитывать изменение частот самих собств. волн, в особенности если одна из частот мала в сравнении с частотой исходной волны. Инкременты таких неустойчивостей превышают низкие частоты колебаний, а сама неустойчивость имеет аперриодич. характер. Условия резонанса меняются, однако неустойчивости относятся к тем же зонам Матъё, что и распадная П. н., поэтому эти неустойчивости часто наз. неустойчивостями модифицированного распада.

Тепловая П. н. Если нелинейности в диссипативных слагаемых преобладают над стрикционными, то П. н. имеют весьма низкие пороги. Так, в *низкотемпературной плазме* нелинейность в слагаемом, описывающем увеличение темп-ры за счёт джоулева нагрева плазмы, может быть ответственной за возникновение распадной П. н. и неустойчивости модифицир. распада, наз. также тепловой П. н. Эта неустойчивость играет важную роль в параметрич. нагреве нижней ионосферы и связанном с ним рассеянием плазмы.

Лит.: Сидлин В. П., Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М., 1973; Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984. В. Н. Оравский.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА — генератор эл.-магн. колебаний, представляющий собой систему, в к-рой колебания возбуждаются и поддерживаются периодич. изменением её реактивного параметра (ём-

кости C или индуктивности L). См. также *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА — источник когерентного оптич. излучения, в к-ром мощная световая волна одной частоты (частоты накачки), проходя через нелинейный кристалл, преобразуется в световые волны других, меньших частот. Частоты параметрически возбуждаемых волн определяются дисперсией света в кристалле и при её изменении могут плавно перестраиваться при фиксиров. частоте накачки.

П. г. с. предложен в 1962 С. А. Ахмамовым и Р. В. Хохловым. Первые эксперим. П. г. с. были созданы в 1965 Дж. Джордмейном (J. Giordmaine) и Р. Миллером (R. Miller), С. А. Ахмамовым и Р. В. Хохловым с сотрудниками.

Т. к. размеры нелинейного кристалла много больше длины световой волны, то процесс параметрич. возбуждения в оптике носит ярко выраженный волновой характер. Под действием электрич. поля E световой волны большой интенсивности меняется диэлектрич. проницаемость ϵ нелинейного кристалла: $\epsilon = \epsilon_0 + 4\pi\chi E$, где χ — квадратичная восприимчивость (см. *Нелинейная оптика*). Если поле волны накачки $E_H = E_{H0} \times \sin(\omega_H t - k_H x + \varphi_H)$, где $k_H = \omega_H/v_H$ — волновое число, а φ_H — нач. фаза, то диэлектрич. проницаемость модулируется по закону бегущей волны:

$$\epsilon = \epsilon_0 [1 + m \sin(\omega_H t - k_H x + \varphi_H)], \quad (1)$$

где $m = 4\pi\chi E_{H0}/\epsilon_0$ наз. глубиной модуляции, характерная величина к-рой в оптике равна $10^{-7} \div 10^{-5}$. У входной грани кристалла ($x = 0$) с переменной во времени диэлектрич. проницаемостью (1) из шумов возбуждаются эл.-магн. колебания с частотами ω_1 и ω_2 и фазами φ_1 и φ_2 , связанными соотношениями

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_H, \quad \varphi_H - \varphi_1 - \varphi_2 = \pi/2 \quad (2)$$

аналогично параметрич. возбуждению колебаний в двухконтурной системе (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Колебания с частотами ω_1 и ω_2 , распространяясь в глубь кристалла в виде двух световых волн с волновыми векторами k_1 и k_2 , взаимодействуют с волной накачки. Если не принять спец. мер, то на расстоянии x оптимальные фазовые соотношения (2) изменятся вследствие дисперсии на величину $\Delta\varphi = \Delta k x$, где $\Delta k = k_H - k_1 - k_2$ — расстройка волновых векторов, что приводит к ухудшению параметрич. возбуждения или даже его исчезновению. Поэтому необходимым условием эфф. передачи энергии от волны накачки возбуждаемым волнам на всём пути их распространения является согласование их фазовых скоростей, или волновых векторов, т. е. $\Delta k = 0$:

$$k_1 + k_2 = k_H. \quad (3)$$

Это условие, наз. условием фазового синхронизма, означает, что волновые векторы волны накачки и синхронно возбуждаемых волн образуют замкнутый треугольник.

При фазовом синхронизме амплитуды возбуждаемых, сначала слабых, волн возрастают с пройденным расстоянием за счёт энергии накачки:

$$E_{1,2} = E_0 \exp[(\Gamma - \delta)x],$$

где δ — коэф. затухания волны в линейной среде, $\Gamma = \pi\chi E_{H0} c^{-1} (\omega_1 \omega_2 / n_1 n_2)^{1/2}$ — коэф. параметрич. усиления. Очевидно, возбуждение происходит, если поле накачки превышает порог: $E_{H0} > (\delta c / \pi\chi) \sqrt{n_1 n_2 / \omega_1 \omega_2}$.

Фазовый синхронизм, обеспечивающий макс. параметрич. усиление, служит своеобразным волновым фильтром, выделяющим из всего многообразия частот $\omega_1 + \omega_2 = \omega_H$ определ. пару частот в П. г. с., удовлетворяющую (3). Из (3) следует условие для показателей преломления кристалла на частотах ω_H , ω_1 и ω_2 : $n_H < n_1, n_2$ или $n_1 < n_H < n_2$. В кристаллах с нор-