

Линейная Т. в. при слабой неоднородности плазмы. В квазиклассич. случае волновое поле в осн. части объёма плазмы представляется линейной суперпозицией невзаимодействующих нормальных колебаний. Однако в нек-рых областях плазмы при сближении или совпадении длин волн разл. нормальных колебаний может выполняться условие резонанса $k_1 \approx k_2$, приводящее к росту амплитуды колебаний и линейной Т. в. Различают 3 типа линейной Т. в. в слабонеоднородной плазме. Их можно рассмотреть на примере линейного взаимодействия двух видов нормальных колебаний с волновыми векторами $k_1(x)$, $k_2(x)$, к-рые, в частности, соответствует трансформации обыкновенной и необыкновенной волн на частотах $\omega \sim \omega_{pe}$ в магнитоактивной плазме.

Трансформация I типа. Если фазовые скорости волн одного порядка, а область линейной трансформации прозрачна для взаимодействующих волн, то в этой области при резонансе $k_1 \approx k_2$ имеет место след. соотношение:

$$k_1(x) - k_2(x) = k_0((x/L)^2 + \alpha^2)^{1/2},$$

где L — длина неоднородности, причём $k_0 L \gg 1$ и $\alpha \ll 1$ — проп. коэф. связи колебаний и характеризует их макс. сближение. Пространств. эволюция амплитуд волн в области линейной Т. в. определяется канонич. ур-нием:

$$\Psi_{\xi\xi} + i\xi\Psi_{\xi} + v\Psi = 0. \quad (1)$$

Здесь $\xi = x/L$, $v = k_0 L \alpha^2 / 2$ — параметр эффективности линейной Т. в.; $l = (2L/k_0)^{1/2}$ — характерный размер области Т. в., малый по сравнению с длиной неоднородности L . Сохранение суммарного потока энергии взаимодействующих волн обеспечивается след. интегралом ур-ния (1):

$$|\Psi_{\xi}|^2 + v|\Psi|^2 = \text{const.}$$

Коэф. линейной Т. в., определяемый отношением компонент потока энергии волн вдоль направления неоднородности, равен $T_{12} = T_{21} = \exp(-2\pi v)$.

Если $\alpha^2 < 0$, компоненты групповых скоростей волн вдоль направления неоднородности антипараллельны, а в области Т. в. имеется слой непрозрачности $|x| < L|\alpha|$. Падающая на область Т. в. волна, напр. типа 1, преобразуется в отражённую волну типа 2, а также частично просачивается через слой непрозрачности, называемый обычно волновым барьером. Коэф. трансформации в отражённую волну равен

$$R_{12} = R_{21} = 1 - \exp(-2\pi|v|).$$

Трансформация II типа. При взаимодействии быстрой эл.-магн. волны, наз. гакже модой холодной плазмы, с медленной плазменной волной, фазовая скорость к-рой существенно зависит от темп-ры плазменных электронов T_e , происходит резонансный нагрев плазмы. В окрестности слоя плазменного резонанса, где $\omega_{pe}(r) \approx \omega$, энергия эл.-магн. волны перекачивается в тепловую энергию электронов. В магнитоактивной плазме возможна линейная Т. в. вблизи слоев гибридного резонанса (см. *Взаимодействие волн в плазме*). При этом если эл.-магн. волны распространяются вдоль градиента концентрации, то Т. в. оказывается стопроцентной, а Т. в. при распространении, наклонном к градиенту концентрации, не является полной.

Трансформация III типа. В слабонеоднородной магнитоактивной плазме возможно пересечение ветвей нормальных колебаний вида

$$k_1 - k_2 = k_0(x/L)^{1/2}.$$

В этом случае слева от точки пересечения ветвей колебаний ($x=0$) расположен волновой барьер, в глубине к-рого волны затухают, а справа — область распространения, причём компоненты групповых скоростей взаимодействующих колебаний в направлении неоднородности антипараллельны. При такой структуре пересечения ветвей колебаний плазмы Т. в. стопроцентная, т. е. $R_{12} = R_{21} = 1$.

Практически на трассе прохождения волн часто имеются неск. областей линейной Т. в., а также волновые барьеры. Поэтому эффективность линейной Т. в. в др. колебания по всей трассе определяется интерференцией вкладов всех процессов.

В изотропной плоскостной плазме область трансформации поперечной и ленгмюровской волн ($\omega_{pe} \approx \omega$) отделена от области распространения поперечной волны волновым барьером, поэтому коэф. Т. в. не превышает 50%, а его максимум достигается при малых углах распространения поперечной волны к градиенту концентрации плазмы $\theta \sim (\omega/L)^{1/3}$.

Стопроцентная глобальная трансформация падающей из вакуума эл.-магн. волны в плазменную моду достигается, напр., при критич. углах падения $\sin \theta_{cr} = \pm [\omega_H/(\omega + \omega_H)]^{1/2} \sin \alpha$, где ω_H — гирочастота плазменных электронов, α — угол между внеш. магн. полем и градиентом концентрации плазмы.

В слабоионизованной неоднородной плазме возможна взаимная линейная трансформация низкочастотных эл.-магн. и магнитогидродинамич. волн (напр., альвеновских, магнитозвуковых) и колебаний нейтральной составляющей (напр., температурных, внутр. гравитац. волн). При исследовании колебаний в проводящих атмосферах звёзд эти волны наз. обычно магнитоатмосферными. Область эфф. линейной трансформации для них определяется условием $\omega L/v_a \sim 1$, где v_a — скорость магнитоактивной волны.

Линейная трансформация волн в сильнонеоднородной плазме. Плазма считается сильнонеоднородной, если её параметры существенно меняются на масштабе $d < c/\omega$ — длины волны излучения в вакууме. В пределе, когда область перехода настолько мала, что её можно считать разрывом ($d \ll c/\omega$), эфф. Т. в. реализуется только при резонансном взаимодействии колебаний в окрестности разрыва, т. е. в условиях близости фазовых скоростей волн. Напр., на резкой границе вакуум — изотропная плазма стопроцентная взаимная трансформация эл.-магн. волн в вакууме и ленгмюровской волны в плазме происходит при частоте волн

$$\omega = \omega_{pe}/(1 - 3\beta^2)^{1/2}$$

и почти нормальном к границе распространения падении, т. е. при угле падения

$$\theta = \arcsin [3\beta^2/(1 + 3\beta^2)]^{1/2},$$

где $\beta = (v_T/c) \ll 1$, v_T — тепловая скорость электронов. В общем случае для размытого разрыва толщиной $d < c/\omega$ эффективность трансформации поперечной волны в ленгмюровскую невелика и пропорциональна параметру $(\omega d/c)^2$. Однако она может быть высокой и даже стопроцентной, если в переходном слое профиль концентрации плазмы имеет точки экстремума либо перегиба, к-рые совпадают с точками резонанса плазмы $\text{Re} \epsilon_{xx}(\omega, x) = 0$, где $\text{Re} \epsilon_{xx}$ — веществ. часть компоненты ϵ_{xx} тензора *диэлектрической проницаемости* плазмы, неоднородной в направлении x .

Трансформация волн в двумерно-неоднородной плазме. Линейная Т. в. возможна и в случае двумерной неоднородности плазмы. Напр., известны точно решаемые модели линейной Т. в. при двумерной неоднородности концентрации плазмы, при этом возможна стопроцентная трансформация. При многомерной неоднородности плазмы в области линейной Т. в. возможно дополнительное по сравнению с одномерной неоднородностью усиление амплитуд взаимодействующих колебаний, обусловленное сужением лучевых трубок.

Трансформация мод дискретного и непрерывного спектров. Поскольку плазма как среда имеет чётко выраженную микроструктуру в виде микроскопич. потоков заряж. частиц с тепловым разбросом по скоростям, полный набор возможных движений плазмы состоит из двух частей: мод дискретного спектра, у к-рых каждому значению волнового числа k соответствует вполне определённое значение частоты колебаний, задаваемой дисперсионным соотноше-