$\hat{\varepsilon} = \hat{1} + 4\pi i\omega^{-1}\hat{\sigma}$. В частности, все перечисленные типы волн в П. определяются из детерминанта $|\hat{\varepsilon} + \hat{N}\hat{N} - \hat{1}N^2| = 0$, позволяющего найти закон дисперсии $\omega = \omega(\mathbf{k})$, т. е. зависимость частоты $\omega$ от волнового вектора $\mathbf{k}$ для к.-л. определённой волны. В П. без магн. поля тензор $\hat{\varepsilon}$ фактически содержит лишь две независимые величины $\varepsilon_{\parallel}$ и $\varepsilon_{\perp}$. В магн. поле необходимо рассматривать все компоненты $\varepsilon_{\alpha\beta}$ тензора, наиб. точно определяемые из решения указанного выше кинетич. ур-ния.

### Нелинейные волны

В линейном приближении амплитуды всех волн формально считаются бесконечно малыми, их взаимодействие не учитывается и для них выполняется *суперпозиции принцип*. Однако любая реальная волна имеет конечную амплитуду, и картина, даваемая линейной теорией, может не соответствовать действительности. Взаимодействие волн учитывается с помощью нелинейных ур-ний, к-рые в сложных случаях можно решить лишь численными методами. Часто, однако, в результате упрощений (напр., рассматривая волну, бегущую лишь в одном направлении) нелинейные ур-ния в П. удаётся свести к нек-рым хорошо изученным канонич. нелинейным ур-ниям, допускающим полную интегрируемость при любых нач. условиях. Напр., разл. волны со слабой дисперсией хорошо описываются *Кортевега — де Фриса уравнением* (КдФ)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} + \alpha\frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0,$$

частным решением к-рого является солитон $v = v_0/\mathrm{ch}[(x - v_c t)/L]$, где $v_c$ — скорость солитона, а $L$ — его ширина. Решается также задача об эволюции узкого пакета волн к.-л. типа в случае, когда их частота зависит от амплитуды. Напр., частота ленгмюровской волны с учётом дисперсии и нелинейной зависимости от амплитуды определяется ф-лой $\omega = \omega_p(1 + k^2 r_D^2 - sE^2)$, где $s = {}^1/_{32}\,\pi p_0$, и эта ф-ла эквивалентна *Шрёдингера уравнению нелинейному*

$$i\omega_p^{-1}\frac{\partial E}{\partial t} - E + r_D^2\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + sE|E|^2 = 0,$$

допускающему полное решение. В приближении длинных волн (т. е. для волн, длина к-рых больше к.-л. характерного параметра П.) мн. неустойчивости плазмы описываются нелинейными ур-ниями вида

$$\dot{\rho}_{\text{эфф}} = -\rho_{\text{эфф}}\mathrm{div}\,\boldsymbol{v}; \quad \dot{\boldsymbol{v}} = c_0^2 m \nabla\rho_{\text{эфф}}^{1/m},$$

также допускающими аналитич. решение. Эти ур-ния отличаются от ур-ний движения идеального газа лишь знаком в правой части, поэтому их называют квазигазовыми или квазичаплыгинскими (С. А. Чаплыгин в 1896 впервые рассмотрел эти ур-ния с $m = -{}^1/_2$). Параметр $m$, как правило, оказывается либо целым, либо полуцелым, а роль «эффективной плотности» $\rho_{\text{эфф}}$ в разных случаях могут играть разные величины. Эти ур-ния описывают нелинейные перетяжки на плазменном пинче ($m = -1$). При $m = -{}^1/_2$ они описывают апериодич. *параметрическую неустойчивость* П. во внеш. колеблющемся поле, бунемановскую неустойчивость П. при сверхтепловом потоке электронов, а также разрывную тиринг-неустойчивость *нейтрального токового слоя*, разбивающегося на отд. пинчи вследствие *пересоединения* магн. силовых линий (возможно в токамаках, в хвосте магнитосферы Земли, а также в плазменной атмосфере Солнца при вспышках). При $m = 1$ указанные ур-ния описывают различного рода *модуляционные неустойчивости* в П.— коллапс ленгмюровских волн, разбиение электронного пучка в П. на сгустки, слои и нити. Теми же квазигазовыми ур-ниями описываются солитоны мн. типов, являющиеся решениями КдФ ур-ний, *Кадомцева — Петвиашвили уравнения*, а также кноидальные волны. Напр., солитоны, описываемые ур-нием КдФ, в приближении длинных волн ведут себя подобно идеальному одноатомному газу. Решения квазичаплыгинских ур-ний в многомерном случае могут быть автомодельного типа $v \sim r/t$ (см. *Автомодельность*), а в одномерном нестационарном или в двумерном стационарном случаях исходные нелинейные ур-ния могут быть сведены к двум линейным ур-ниям для обратных ф-ций, и более того — к простому ур-нию Лапласа $\Delta\psi(r,\varphi,z) = 0$ в своеобразном трёхмерном фазовом пространстве, что и показывает возможность их полной интегрируемости при любых нач. условиях.

### Методы нагрева

Термоядерная реакция слияния ядер дейтерия и трития $d + t \rightarrow {}^4He + n + 17{,}6$ МэВ эффективно протекает при темп-рах $\sim(1-2)\cdot 10^8$К и выполнении *Лоусона критерия* $n\tau > 10^{14}$ см$^{-3}\cdot$с, где $\tau$ — время жизни П. Для достижения столь высоких темп-р используются след. методы *нагрева плазмы*: джоулевым теплом, адиабатич. сжатием, инжекцией высокоэнергичных частиц, за счёт поглощения разл. волн (электронных и ионных циклотронных, альвеновских и нижнегибридных), лазерным облучением и пучками релятивистских электронов. После зажигания термоядерной реакции образующиеся энергичные $\alpha$-частицы, задерживаемые магн. полем, должны обеспечить «самонагрев» П. и последующее самоподдерживание реакции. Коэф. поглощения и трансформации разл. волн в П., определяющие эффективность нагрева, находят из мнимых (антиэрмитовых) компонент тензора диэлектрич. проницаемости $\hat{\varepsilon}$. При малой длине волны поглощение происходит обычно на нек-рой поверхности, где выполнены «условия резонанса». При нагреве П. инжекцией энергия $\mathscr{E}$ отд. быстрых частиц, пронизывающих П., уменьшается по ф-ле $\partial\mathscr{E}/\partial t = -\mathscr{E}/\tau$ вследствие столкновений и излучения ими волн. При интенсивных потоках частиц возможно образование ударных волн, также нагревающих П. (напр., при набегании плазменного солнечного ветра на магнитосферу Земли). При лазерном облучении мишени важную роль играет явление абляции — быстрого испарения поверхностного слоя с последующим «эффектом отдачи», приводящим к сжатию центр. части «таблетки» термоядерного топлива, что должно облегчить выполнение критерия Лоусона (см. *Лазерный термоядерный синтез*).

### Излучение плазмы

Спектр излучения низкотемпературной (напр., газоразрядной) П. состоит из отд. спектральных линий (линейчатый спектр). В газосветных трубках наряду с ионизацией происходит и обратный процесс — *рекомбинация ионов и электронов*, дающая т. н. *рекомбинационное излучение* со спектром в виде широких полос.

Для высокотемпературной П. со значит. степенью ионизации характерно *тормозное излучение* с непрерывным рентг. спектром, возникающее при столкновениях электронов с ионами.

Уд. мощность излучения указанных трёх типов можно записать в виде $W = An_e n_Z g(T)$ [Вт/см$^3$], где $A = 0{,}5\cdot 10^{-30}$, а множитель $g(T)$ для каждого из типов излучения равен соответственно:

$$g_{\text{лин}} = 1{,}25Z^3 \text{ при } T < T_1 = (Z/16)^2;$$

$$g_{\text{рек}} = Z^5/200T \text{ [кэВ] при } T_1 < T < T_2;$$

$$g_{\text{тор}} = Z^2\sqrt{T\text{ [кэВ]}} \text{ при } T > T_2 = (Z/6)^2.$$

Здесь $Z$ — заряд ионов, а $n_Z$ — их плотность.

В магн. поле ларморовское вращение электронов П. приводит к появлению т. н. магнитотормозного излучения (*синхротронное излучение, циклотронное излучение*) на гармониках циклотронной частоты, особенно существенного при больших (релятивистских)