

волна (т. н. резонанс Ландау) записывается в виде  $\omega = kv$  ( $\omega$  — частота эл.-магн. волны,  $k$  — её волновой вектор), а в магн. поле:  $\omega - l\omega_H = kv$  ( $l=0, 1, 2, \dots$ ,  $\omega_H = eH/mc$  — циклотронная частота). б) Переходное излучение также определяется взаимодействием частица — волна и возникает при переходе заряж. частиц через границы, на к-рых резко меняются дисперсионные свойства эл.-магн. волн (напр., граница плазма — вакуум). в) Излучение, определяемое трансформацией продольных волн в поперечные на границе плазмы или её неоднородностях (линейное взаимодействие волна — волна). В этом случае частота излучаемой волны совпадает с частотой исходной продольной волны (в простейшем случае  $\omega \approx \omega_{pe} = (4\pi ne^2/m)^{1/2}$ ,  $\omega_{pe}$  — плазменная частота). г) Излучение, возникающее при нелинейном взаимодействии продольных волн с поперечными. Условие такого взаимодействия есть  $\sum_i \omega_i = 0; \sum_i k_i = 0, i=1, 2, 3, \dots$  (см. *Взаимодействие волн в плазме*).

Для волн относительно небольшой амплитуды основным является процесс взаимодействия трёх волн. Для изотропной плазмы этот процесс приводит к излучению на частотах  $\omega \approx \omega_{pe}$  и  $\omega = 2\omega_{pe}$ . Излучение на частотах  $\omega \approx \omega_{pe}$  возникает вследствие «слияния» ленгмюровской волны с низкочастотными флуктуациями или колебаниями плазмы (напр., с ионным звуком), а на удвоенной частоте  $\omega = 2\omega_{pe}$  — вследствие слияния двух ленгмюровских волн. В плазме, близкой к термодинамич. равновесию, указанные процессы часто наз. трансформацией на флуктуациях продольных волн в поперечные. д) Тормозное излучение электронов, но не в электрич. поле отд. иона, а в электрич. полях флуктуаций плотности частиц плазмы (взаимодействие частица — волна — излучение). Интенсивность И. п. в указанных условиях может возрасти на неск. порядков по сравнению с обычным ТИ. С этим связывают, в частности, усиление излучения при вспышках на Солнце.

Интенсивность коллективных механизмов излучения резко возрастает в неустойчивой плазме. Обычно в таких случаях наблюдается и удцированное излучение того или иного происхождения. Интенсивность И. п. коллективного происхождения определяется конкретным механизмом неустойчивости.

**Взаимовлияние излучения и вещества** характерно для излучающей плазмы. Действительно, с одной стороны, само излучение обусловлено ускорением частиц и его спектр формируется их тепловым движением, а с др. стороны, радиац. потери ограничивают её темп-ру, т. е. интенсивность движения частиц. В горячей разреженной плазме И. п. имеет определяющее значение также и в формировании распределения ионов по кратностям ионизации  $Z_i$  (см. *Ионизационное равновесие*), а для данного  $Z_i$  — по возбужденным уровням. Эти распределения вместе с максвелловским распределением электронов по скоростям (к-рое обычно легко поддерживается их частыми взаимными столкновениями и потому не искажается излучением) образуют полный «набор» излучателей для ЛИ, ТИ, ФИ и ЦИ. В свою очередь, частицы плазмы влияют на форму излучаемых спектров, приводя к *уширению спектральных линий*, и на распространение излучения в среде (см. ниже Запирание излучения, а также *Перенос излучения*). Наиб. полным взаимовлияние плазмы и излучения оказывается для ЛИ: дискретность спектра предопределяет его чувствительность к многообразным уширяющим воздействиям электронов и ионов, а концентрация излучающих электронов на возбужденных уровнях в сильной степени определяется скоростью радиац. процессов девозбуждения и возбуждения.

Степень влияния И. п. на заселенность  $N_n$  дискретных уровней  $n$  характеризуется параметром  $\beta = N_e < v\sigma_{\text{гущ}} > \tau$ , где  $\sigma_{\text{гущ}}$  — сечение электронного девозбуждения (тушения), а  $\tau$  — время жизни возбужденного

уровня относительно высвечивания. При  $\beta \gg 1$  (плотная и холодная плазма) в девозбуждении преобладают столкновительные процессы, приводящие к установлению *локального термодинамического равновесия* (ЛТР) плазмы, в к-ром населенности уровней  $N_n$  близки к больцмановским  $N^B$ . При  $\beta \ll 1$  (разреженная и горячая плазма) в девозбуждении доминируют излучат. процессы, так что почти каждый акт столкновительного возбуждения сопровождается высвечиванием — т. н. корональный режим (типичный для плазмы солнечной короны, а также для термоядерной плазмы).

Причинами уширения линий в плазме являются эффекты Доплера, Штарка и Зеемана. Тепловой разброс скоростей излучающих частиц приводит вследствие эффекта Доплера к разбросу излучаемых частот на величину  $\Delta\omega_d \sim v\omega_0/c$ .

Медленно меняющиеся поля  $E_i$  ионов также приводят к т. н. статич. уширению, при к-ром форма контура спектральной линии определяется ф-цией распределения ионных микрополей  $W(E_i)$ , а ширина линии — только плотностью ионов  $N_i$ . Быстроперем. поля электронов приводят к уд а р н о м у у ш и р е н и ю, при к-ром контур линии имеет дисперсионную (лоренцовскую) форму  $\Gamma_{уд} / (\Delta\omega^2 + \Gamma_{уд}^2)$  с шириной  $\Gamma_{уд}$ , равной частоте уширяющих столкновений. Неоднородность магн. поля приводит также к уширению линий ЦИ, к-рое, напр., в плазме *токамака* может превзойти доплеровское.

**Излучательная способность и объёмные РП плазмы.** Осн. характеристикой И. п. является излучат. способность  $\eta(\omega)d\omega$  — энергия, излучаемая единицей объёма оптически тонкой (прозрачной) плазмы за единицу времени в единицу телесного угла в интервале частот от  $\omega$  до  $\omega+d\omega$ . Зависимость  $\eta$  от  $\omega$  и темп-ры специфична для каждого механизма И. п., зависимость же от концентраций  $N$  соответствующих частиц в ряде случаев проста и универсальна. Так, для ЦИ  $\eta_{ци}(\omega) \propto N_e$  (излучение как бы беспрерывно струится от каждого электрона), для ТИ и ФИ  $\eta_{т,ф}(\omega) \propto N_e N_i$  (излучение возникает в результате парных столкновений электронов с ионами). Для ЛИ зависимость  $\eta_l$  от  $N$  сложнее, т. к. вследствие штарковского уширения  $N_e$  и  $N_i$  входят в качестве параметров в выражение для профиля линии. Однако для интегральной величины  $\int_0^\infty \eta_l(\omega)d\omega$  могут реализоваться обе отмеченные зави-

симости от  $N$ : в пределе ЛТР ( $\beta \gg 1$ ) имеет место  $\int \eta_l(\omega)d\omega \propto N^B/\tau$ ; в корональном пределе ( $\beta \ll 1$ ) имеем  $\int \eta_l(\omega)d\omega \propto N_e N_0$ , где  $N_0$  — концентрация атомов (ионов) на ниж. уровне. При произвольном  $\beta$  имеем  $\int \eta_l(\omega)d\omega \propto N_e N_0 / (1 + \beta)$ .

Зависимость излучат. способности от остальных (кроме концентраций) параметров плазмы для ТИ имеет вид  $\eta(\omega) \propto Z^2 T_e^{-1/2} \exp(-\hbar\omega/T_e) g(T_e, \omega)$ , где  $Z$  — атомный номер (заряд ядра),  $g$  — «фактор Гаунта», численный множитель (часто  $\sim 1$ ), учитывающий квантовые эффекты в ТИ, частичную экранировку ядра электронным остовом и др.; для ЦИ при достаточно больших  $T_e$  и  $n$ , когда спектр уже непрерывен,  $\eta(\omega) \propto (H/T_e)^{1/4} \omega^{3/4} \exp[-(m^2 c^3 \omega / eHT_e)^{1/2}]$ ; для ЛИ  $\eta_l(\omega) \propto P(\omega)$ , где типы профилей  $P(\omega)$  определяются разл. механизмами уширения линий.

Радиац. потери оптически прозрачной плазмы определяются величиной  $Q = 4\pi \int_0^\infty \eta(\omega)d\omega$ . Для ТИ, ФИ, а также для ЛИ в корональном режиме (наиб. типичном именно для прозрачных систем) РП описываются единой ф-лой вида  $Q = N_e N_i < v_e \sigma_{\hbar\omega} >$ , где  $\sigma$  — сечение соот-