

Для П. и, обычно характерно длительное по сравнению с пролётом временем «застревание фотона» в атоме, грубо выражаемое неравенством $\tau \gg 1/(\kappa_{00}c)$. Здесь τ — радиац. время жизни атома, $\kappa_{00} \sim n_0 \lambda^2$ — макс. коэф. поглощения резонансного излучения с длиной волны λ в среде невозбуждённых атомов с плотностью n_0 , c — скорость света. В этих же обозначениях условие большой оптич. толщины системы имеет вид $\kappa_{00} L \gg 1$, где L — характерный размер системы.

Осн. количеств. характеристикой П. и. служит ср. время выхода фотона из системы на её поверхность $\bar{t} \approx \tau \bar{N}$, где $\bar{N}(L)$ — ср. число актов поглощения-переизлучения фотона в ходе его миграции на расстоянии L .

Конкретный вид зависимости $\bar{N}(L)$ определяется двумя физ. факторами: а) *уширением спектральной линии*, прежде всего линии поглощения [коэф. поглощения $\kappa(\omega)$]; б) степенью перераспределения частоты фотона $\omega \rightarrow \omega'$ в акте его переизлучения возбуждённым атомом.

В формальном пределе неуширенной, монохроматич. линии П. и. приводит к обычной диффузии фотонов, описываемой зависимостью $\bar{N} \sim (\kappa_{00} L)^2$ (см. *Диффузия*). Эта диффузионная картина может иметь место и в случае пленения реальной, уширенной линии, а именно в случае недостаточного большого значения τ (напр., в рентг. диапазоне $\tau \sim \omega^{-3}$), когда переизлучающий атом не успевает «забыть» детали своего предшествующего радиац. возбуждения и благодаря этому поддерживает приближённую монохроматичность ($\omega' \approx \omega$) «рассеяния» фотона.

Более типична, однако, противоположная ситуация, когда уширение линии [зависимость $\kappa(\omega)$, содержащая и далёкие крылья] сочетается с практически полным перераспределением по частоте в акте переизлучения (полное «забывание» возбуждённым атомом своей предистории). Анализ П. и. для этого важнейшего случая впервые был дан в 1947 независимо Л. М. Биберманом и Т. Холстейном (Th. Holstein).

И уширение, и перераспределение частоты приводят к существ. уменьшению значения $\bar{N}(L)$ и ослаблению эффекта П. и. по сравнению с монохроматич., чисто диффузионным, пределом.

Так, уширение спектральной линии, напр. за счёт появления сторонней (доплеровской или столкновительной) ширины Γ линии поглощения, обычно значительно превосходящей естеств. ширину γ , снижает в $\Gamma/\gamma \gg 1$ раз остроту резонанса в поглощении, приводя к замене величины κ_{00} значением коэф. поглощения в центре $\omega = \omega_0$ уширенной линии: $\kappa(\omega_0) \equiv \kappa_0 \sim \kappa_{00}(\gamma/\Gamma) \ll \kappa_{00}$.

Переизлучение в условиях полного перераспределения по частоте, приводящее к практич. одинаковости профилей линий поглощения и переизлучения, создаёт такую ситуацию, когда в результирующем потоке фотонов, выходящих в единицу времени за пределы системы, преобладают не наиболее многочисленны (но и наиболее сильно поглощаемые) фотоны из центра линии ($|\omega - \omega_0| \lesssim \Gamma$), а относительно малочисленные фотоны из далёких крыльев линии ($|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$), такие, свободный пробег k -рых $1/\kappa(\omega)$ сравним по порядку величины с размером системы L .

Статистически типичному «центральному» фотону $|\omega - \omega_0| \lesssim \Gamma$ после его поглощения атомом внутри системы для быстрого выхода на поверхность более выгодно не сохранять свою частоту для последующей дит. диффузии, а «промигрировать» по ω в такой участок далёкого крыла линии, $\kappa(\omega)L \sim 1$, откуда он сможет достичь поверхности «одним прыжком».

В итоге реальная зависимость $\bar{N}(L)$ оказывается существенно слабее, чем в монохроматич., диффузионном, случае: для доплеровского профиля обеих линий $\bar{N} \sim \kappa_0 L V \ln(\kappa_0 L)$, для лоренцевского — $\bar{N} \sim \sqrt{\kappa_0 L}$.

При этом в полном потоке выходящих фотонов вклады центрального, «диффузионного», диапазона линии, $\kappa(\omega)L \geq 1$, и «прострельной» области её далёких крыльев, $\kappa(\omega)L \leq 1$, относятся соответственно как 1:1 в доплеровском и 1:3 в лоренцевском случаях. Т. о., уже в доплеровском случае П. и. носит существенно недиффузионный, а в лоренцевском — и вовсе «антидиффузионный» характер. Это соответствует и характеру спада интенсивности линии в её крыльях — крутому в доплеровском случае и более пологому — в лоренцевском.

В условиях П. и. поток выходящих фотонов, несмотря на большую оптич. толщину системы $\kappa_0 L \gg 1$, остаётся пропорциональным её объёму (а не поверхности) вплоть до столь больших значений $\kappa_0 L$, к-рым соответствует время выхода $\bar{t}(L)$ порядка ср. времени между двумя тупащими столкновениями (в рассматриваемом случае очень редкими).

Лит.: Иванов В. В., Перенос излучения и спектры бесных тел, М., 1969; Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А., Распространение и поляризация излучения в космической среде, М., 1979; Виберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Абрамов В. А., Коган В. И., Лисица В. С., Перенос излучения в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 12, под ред. М. А. Леонтовича, Б. Б. Кадомова, М., 1982; Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н., Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света, Л., 1983.

В. И. Коган.

ПЛЕНЕНИЕ ЦВЁТА (конфайнмент) — то же, что *удержание цвета*.

ПЛЁНКА МАГНИТНАЯ — см. *Магнитная плёнка*.
ПЛЁНОЧНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — магнетострикционный преобразователь или пьезоэлектрический преобразователь в виде тонкой плёнки, к-рый используется для генерации и приёма гиперзвуковых волн в твёрдых телах.

ПЛЕОХРОИЗМ (от греч. *pléon* — больше и *chróa* — цвет) — различное поглощение веществом проходящего через него света (а следовательно и разл. окрашивание) в зависимости от направления распространения и поляризации этого света. Хотя более правильным является термин «П.», более употребителен термин «дихроизм». Подробнее см. *Дихроизм* и лит. при этой статье.

ПЛОСКАЯ ВОЛНА — волна, у к-рой направление распространения одинаково во всех точках пространства. Простейший пример — однородная монохроматич. незатухающая П. в.:

$$u(z,t) = A \exp(i\omega t \mp ikz), \quad (1)$$

где A — амплитуда, $\varphi = \omega t \mp kz$ — фаза, $\omega = 2\pi/T$ — круговая частота, T — период колебаний, k — волновое число. Поверхности постоянной фазы (фазовые фронты) $\varphi = \text{const}$ П. в. являются плоскостями.

При отсутствии дисперсии, когда фазовая скорость v_ϕ и групповая скорость $v_{гр}$ одинаковы и постоянны ($v_{гр} = v_\phi = v$), существуют стационарные (т. е. перемещающиеся как целое) бегущие П. в., к-рые можно представить в общем виде

$$u(z,t) = f(z \mp vt), \quad (2)$$

где f — произвольная ф-ция. В нелинейных средах с дисперсией также возможны стационарные бегущие П. в. типа (2), но их форма уже не произвольна, а зависит как от параметров системы, так и от характера движения волны. В поглощающих (диссипативных) средах П. в. уменьшают свою амплитуду по мере распространения; при линейном затухании это может быть учтено путём замены в (1) k на комплексное волновое число $k_d \mp ik_m$, где k_m — коэф. затухания П. в.

Однородная П. в., занимающая всё бесконечное пространство, является идеализацией, однако любое волновое поле, сосредоточенное в конечной области (напр., направляемое линиями передачи или волноводами), можно представить как суперпозицию П. в. с тем или иным пространственным спектром k . При этом волна