

Диполь-дипольный механизм П. э. осуществляется в жидких и твёрдых растворах органич. веществ типа красителей. Им объясняются мн. случаи тушения и сенсibilизации люминесценции, а также концентрац. деполаризация люминесценции (см. *Поляризованная люминесценция*). П. э. играет большую роль в фотосинтезе, обеспечивая передачу энергии возбуждения молекул хлорофилла к реакц. центрам.

П. э. при обменном взаимодействии наблюдается, когда электронные переходы в акцепторе запрещены. Этим видом П. э. объясняется сенсibilизиров. фосфоресценция (см. *Кооперативная люминесценция*) органич. соединений при взаимодействии молекулы донора в триплетном состоянии с молекулой акцептора в осн. состоянии и переходе молекулы акцептора в триплетное состояние (триплет-триплетный П. э.). При этом зависимость выхода люминесценции донора  $I_D$  от концентрации акцептора  $c_A$  может быть выражена ф-лой Перрена:

$$I_D = I_{D0} \exp(-\alpha c_A),$$

где  $\alpha$  характеризует объём, охваченный процессами тушения. П. э. от органич. молекул в триплетном состоянии к молекуле кислорода приводит к *тушению люминесценции*, а также к образованию кислорода в синглетном состоянии.

П. э. в кристаллах и стёклах имеет большое значение в лазерных материалах с редкоземельными и переходными ионами. В этом случае П. э. обуславливает самотушение при увеличении концентрации активатора. Механизм самотушения обычно связан с миграцией энергии по ионам активатора, что ускоряет передачу к тушащей примеси, роль к-рой может играть и сам активатор в виде близкорасположенной пары ионов. Теория самотушения показывает, что в этом случае для описания миграции энергии и П. э. к примеси обычно неприменимо диффузионное приближение, а необходимы др. модели («прыжковое тушение»). П. э. используется также для повышения эффективности лазерных материалов, как и др. люминофоров, путём сенсibilизации.

Сравнительно большое  $\tau_D$  для редкоземельных ионов дало возможность детально изучить кинетику П. э. в системах, содержащих такие ионы. При этом удалось выделить разл. стадии П. э., в т. ч. фёрстеровскую (статическую стадию), когда миграция по одноимённому иону ещё не играет роли, и миграционно-ускоренную, дающую закон затухания доноров, близкий к экспоненциальному.

Процессы П. э. в молекулярных кристаллах с примесями обуславливают эфф. люминесценцию примесных молекул при возбуждении в осн. веществе. В этом случае П. э. объясняется миграцией экситонов, к-рую обычно можно описать как диффузию экситонов. В типичных случаях (напр., для кристалла антрацена) коэф. диффузии имеет порядок величины  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup> при комнатной темп-ре и увеличивается при понижении темп-ры (см. *Экситон*).

*Лит.*: Безмалучательный перенос энергии электронного возбуждения, Л., 1977; Агранович В. М., Галанин И. М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978; Бу р ш т е й н А. И., Концентрационное тушение некогерентных возбуждений в растворах, «УФН», 1984, т. 143, с. 553. М. Д. Галанин.

**ПЕРЕНОСА ПРОЦЕССЫ** в плазме — неравновесные процессы, приводящие к выравниванию пространственных распределений параметров плазмы — концентраций, среднемассовой скорости и парциальных темп-р электронов и тяжёлых частиц. В отличие от П. п. нейтральных частиц, П. п. в плазме зависит от напряжённостей собственных самосогласованных электрич.  $E$  и магн.  $B$  полей, к-рые определяются токами и объёмными зарядами частиц плазмы. Поэтому П. п. в плазме в общем случае описывается системой ур-ний переноса частиц, импульса и энергии и ур-ний Максвелла.

В гидродинамич. приближении, когда смещения частиц между столкновениями (в отсутствие магн. поля — длина свободного пробега  $\lambda$ ) меньше характерных масштабов неоднородности плазмы  $L$ , а характерные частоты не превосходят частот столкновений  $\nu$ , классические (столкновительные) П. п. описываются матрицей коэф. переноса. Она линейно связывает потоки частиц, импульса и энергии с факторами, нарушающими термодинамич. равновесие, — градиентами парциальных концентраций и темп-р, неоднородностью скорости, электрич. полем (см. *Переноса явления*). Вследствие большого различия между массами электронов и тяжёлых частиц (ионов и нейтральных молекул) темп-ры их, вообще говоря, различны, поэтому перенос энергии лёгкой и тяжёлой компонентой рассматривают отдельно. Напр., в отсутствие магн. поля  $B$  поток тепла  $q_\alpha$ , обусловленный температурным градиентом  $\nabla T_\alpha$  к.-л. компоненты  $\alpha$ , есть  $q_\alpha = -c_{v\alpha} \lambda_\alpha \nabla T_\alpha$ , где  $c_{v\alpha}$  — уд. теплоёмкость при пост. объёме,  $\lambda_\alpha$  — коэф. температуропроводности. Парциальный тензор плотности потока импульса  $\hat{n}_\alpha = -\eta_\alpha \hat{W}_\alpha$ , где тензор скорости сдвигов

$$W_\alpha^{ik} = \frac{\partial u_{\alpha i}}{\partial x_k} + \frac{\partial u_{\alpha k}}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} u_\alpha.$$

При  $B = 0$  оценки для коэф. температуропроводности  $\chi_\alpha$  и кинематич. вязкости  $\eta_\alpha/m_\alpha n_\alpha$  в плазме такие же, как и в нейтральных газах:  $\chi_\alpha \sim \eta_\alpha/m_\alpha n_\alpha \sim \lambda_\alpha^2 \nu_\alpha$ , где  $n_\alpha$  — концентрация,  $m_\alpha$  — масса частиц компоненты  $\alpha$ . Перенос частиц в плазме обусловлен градиентами концентрации (диффузия), темп-ры (термодиффузия) и электрич. полем.

П. п. в слабоионизованной плазме без магнитного поля. В слабоионизов. плазме, а также в полупроводниках и слабых электролитах имеется выделенная система отсчёта, связанная с нейтральной компонентой (в полупроводниках — с решёткой). Если столкновения заряд. частиц между собой несущественны, то потоки частиц определяются трением их о нейтральный газ и равны в этой системе:

$$\Gamma_\alpha = n_\alpha u_\alpha = -D_\alpha \nabla n_\alpha - D_\alpha^{(T)} n_\alpha \nabla \ln T_\alpha \pm b_\alpha n_\alpha E,$$

где  $D_\alpha$ ,  $D_\alpha^{(T)}$  — коэф. диффузии, термодиффузии,  $b_\alpha$  — подвижность; при этом  $D_\alpha \sim D_\alpha^{(T)} \sim \chi_\alpha$ . Эти коэф. связаны с темп-рой и зарядом частицы  $Z_\alpha$  соотношением Эйнштейна:  $D_\alpha = T_\alpha b_\alpha / |Z_\alpha|$ . Суммарная проводимость плазмы  $\sigma = \sum_\alpha |Z_\alpha| n_\alpha b_\alpha$ .

Неоднородность плазмы создаёт самосогласованное неоднородное электрич. поле, к-рое при медленных процессах определяется условием *квазинейтральности плазмы*  $\sum_\alpha Z_\alpha n_\alpha \approx 0$  и является потенциальным. Простейшим примером влияния самосогласованного электрич. поля на П. п. является *амбиполярная диффузия* в простой ( $n_e = n_i = n$ ) слабоионизов. плазме при  $T_e = T = \text{const}$ , к-рая описывается ур-нием

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla(D_A \nabla n) = I,$$

где  $I$  соответствует рождению и рекомбинации частиц, а коэф. амбиполярной диффузии

$$D_A = \frac{D_e b_i + D_i b_e}{b_e + b_i} \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)$$

определяется наим. подвижными частицами (ионами). Электрич. поле тормозит электроны и приводит к совместной диффузии электронов и ионов, потоки к-рых  $\Gamma_e$ ,  $\Gamma_i$  в одномерном случае отличаются на пост. вектор, т. е. плотность тока  $j = \text{const}$ . При  $I = 0$  характерное диффузионное время жизни неоднородности  $\tau_A = L^2/D_A$ , где  $L$  — характерный размер неоднородности. Эта ситуация является вырожденной: ур-ние не содержит