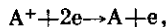


возбуждённом состоянии, а затем переходит в невозбуждённом, спонтанно излучая. Это излучение служит источником информации о механизме диссоциативной Р., а также о состоянии молекулярных ионов в плазме. Процесс диссоциативной Р. играет заметную роль в ионосфере Земли, в газоразрядной плазме и в активных средах газовых лазеров.

Тройная электрон-ионная рекомбинация происходит по схеме



согласно к-рой избыточная энергия уносится электроном плазмы. Именно таким процессом объясняется нейтрализация заряд. частиц в плазме атомарного газа с электронной темп-рой, много меньшей потенциала ионизации атомов, с достаточно высокой плотностью электронов ( $\geq 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), при преобладании атомарных ионов (давление газа  $\lesssim 10 \text{ тор}$ ). В этих условиях электрон-электронное соударение в поле иона приводит к захвату одного из электронов в высоковозбуждённое состояние атома с энергией ионизации порядка  $kT_e$ . В результате последующих столкновений возбуждённого атома с электронами плазмы, а также процессов спонтанного излучения слабосвязанный электрон переходит в основное состояние атома. Поскольку в процессе тройной Р. слабосвязанный электрон большую часть времени проводит в высоковозбуждённых состояниях (см. Ридберговские состояния), структура к-рых мало зависит от сорта атома, коэф. тройной Р. при условиях, когда роль спонтанного излучения невелика, описывается выражением:

$$\alpha = \frac{C e^{10}}{m^{1/2} T_e^{3/2}} N_e \approx \frac{10^{-20} N_e}{T_e^{3/2}} \quad [\text{см}^3/\text{с}].$$

Зависимость  $\alpha$  от конкретного сорта атома заключена в слабо изменяющемся безразмерном множителе  $C \approx 3 \div 6$ . В последней части этого выражения  $N_e$  измеряется в единицах  $\text{см}^{-3}$ ,  $T_e$  — в эВ. Тройная электрон-ионная Р. играет существ. роль в плазме дугового разряда, в пучковой плазме высокого давления и фоторезонансной плазме.

Лит.: Смирнов В. М., Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Виберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Елецкий А. В., Смирнов В. М., Элементарные процессы в плазме, в кн.: Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галева, Р. Судана, т. 1, М., 1983; Физика ион-ионных и электрон-ионных столкновений, под ред. Ф. Бруйара, Дж. Мак-Гоуана, пер. с англ., М., 1986, гл. 1, 3, 6.

**РЕКОМБИНАЦИЯ** носителей заряда в полупроводниках — исчезновение пары свободных противоположно заряженных носителей в результате перехода электрона из энергетич. состояния в зоне проводимости в незаполненную энергетич. состояние в валентной зоне (см. Полупроводники). При Р. выделяется избыточная энергия порядка ширины запрещённой зоны  $\mathcal{E}_g$ . Раализуют излучательную и безизлучательную Р. Первая сопровождается излучением светового кванта с энергией  $\hbar\omega \approx \mathcal{E}_g$  (см. Рекомбинационное излучение). При безизлучательной Р. избыточная энергия может непосредственно передаваться решётке путём возбуждения её колебаний (фононная безизлучательная Р.) или рекомбинирующий электрон посредством кулоновского взаимодействия может передать энергию др. электрону зоны, переводя его в высокоэнергетич. состояние (оже-рекомбинация).

При безизлучательной фононной Р. электрону для выделения энергии  $\sim \mathcal{E}_g$  требуется возбудить в одном акте неск. десятков фононов, т. к. обычно в полупроводниках  $\mathcal{E}_g \sim 1-2 \text{ эВ}$ , а макс. энергия фонона составляет сотые эВ. Такие многофононные переходы имеют ничтожно малую вероятность. Любая возможность передать избыточную энергию решётке не в одном акте, а в неск. последовательных актах на много порядков увеличивает вероятность Р. Эта возможность

реализуется на примесных центрах или дефектах кристаллич. структуры, к-рые образуют уровни в запрещённой энергетич. зоне (см. Рекомбинационные центры).

Излучательная и оже-Р. также могут протекать с участием примесных центров. Однако обычно эти процессы осуществляются непосредственно как прямые переходы зона проводимости — валентная зона. При излучательной Р. зона — зона законы сохранения энергии и импульса приводят к тому, что энергия светового кванта  $\hbar\omega \approx \mathcal{E}_g$ , т. к. кинетич. энергии электрона и дырки много меньше  $\mathcal{E}_g$ . В то же время импульс кванта очень мал, так что электрон и дырка аннигилируют с противоположными импульсами  $\pm k$  (рис. 1).

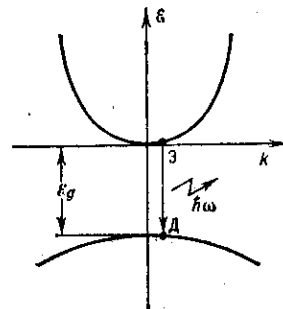


Рис. 1. Излучательная рекомбинация зона — зона в прямозонном полупроводнике.

Вследствие этого в непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) в обычных условиях излучательная Р. идёт только с участием примесей или колебаний решётки и имеет меньшую, чем в прямозонных полупроводниках (GaAs, InSb), вероятность.

Число актов излучательной Р. в 1 с в единице объёма равно

$$r = \alpha n p, \quad (1)$$

где  $n$ ,  $p$  — концентрации электронов и дырок,  $\alpha$  наз. коэф. излучательной Р. Сечение излучательной Р.  $\sigma$  связано с  $\alpha$  соотношением  $\sigma = \alpha \langle v \rangle$ , где  $\langle v \rangle$  — ср. тепловая скорость электрона. В прямозонных полупроводниках при  $T = 300 \text{ К}$   $\sigma \approx 10^{-18} \div 10^{-19} \text{ см}^2$ , в непрямозонных —  $10^{-21} \div 10^{-22} \text{ см}^2$ .

При оже-Р. взаимодействуют 3 частицы, энергия рекомбинирующей пары передаётся либо электрону, либо дырке. Число актов Р. в 1 с в этих случаях равно

$$r_o = \alpha_o n^2 p; \quad r_d = \alpha_d n p^2, \quad (2)$$

где  $\alpha_o$ ,  $\alpha_d$  — коэф. электронной и дырочной оже-Р. «Уходящий» носитель уносит энергию порядка  $\mathcal{E}_g$  и соответственно имеет большой импульс  $\sim \sqrt{2m\mathcal{E}_g}$  ( $m$  — его эффективная масса). Вследствие закона сохранения импульса суммарный нач. импульс 3 частиц должен быть достаточно большим, а следовательно, достаточно большой должна быть и их суммарная кинетич. энергия. Этот факт приводит к существованию энергетич. порога оже-Р. Обычно в полупроводниках эфф. масса электрона больше эфф. массы дырок ( $m_o \gg m_d$ ). При этом мин. энергетич. порог оже-Р.  $\mathcal{E}_{\text{мин}} = (m_o/m_d)\mathcal{E}_g$  достигается, когда большой импульс вносит тяжёлая дырка. Если тепловая энергия носителей  $kT < \mathcal{E}_{\text{мин}}$ , то коэф. Р.  $\alpha_o \sim \exp(-\mathcal{E}_{\text{мин}}/kT)$ .

Однако в ряде полупроводников благодаря особенностям зонной структуры порог отсутствует. Напр., в GaSb и InAs беспороговым является процесс, в к-ром избыточная энергия уносится дыркой, переходящей из зоны тяжёлых дырок в спиновую отщеплённую зону (рис. 2). Без порога протекает также оже-Р. с участием примесей или фононов, к-рым может быть передан большой импульс. В непрямозонных полупроводниках оже-Р. возможна только такого типа. Вследствие сильной концентрационной зависимости оже-Р. становится существенной при высокой концентрации свободных носителей. Обычно  $\sigma \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .