

ропных зон, экстремумы к-рых лежат в одной и той же точке импульсного пространства и между к-рыми разрешены дипольные оптич. переходы, прозрачность барьера в однородном электр. поле E равна:

$$D = \exp\left[-\frac{\pi}{2} \frac{(\mu \mathcal{E}_g)^{1/2}}{e\hbar} \left[\mathcal{E}_g + \frac{p_{\perp}^2}{\mu}\right]\right]. \quad (*)$$

Здесь $\mu^{-1} = m_{\alpha}^{-1} + m_{\beta}^{-1}$, m_{α} и m_{β} — эфф. массы электрона и дырки, \mathcal{E}_g — ширина запрещённой зоны, p_{\perp} — поперечная к E составляющая импульса электрона.

В случае вырожденных валентных зон (типичных для кубич. полупроводников) $D(E)$ отличается от (*) заменой m_{β} на эфф. массу т. н. лёгких дырок, т. к. именно переходы с этой ветви дают осн. вклад в туннельный ток. В случае анизотропных зон, напр. в *многодолиных полупроводниках* типа $PbTe$, вероятность туннелирования зависит от ориентации E относительно кристаллографич. осей и для каждой пары экстремумов определяется ф-лой, отличающейся от (*), заменой $(E/\mu)^{1/2}$ на $(\sum_{ij} E_i E_j \mu_{ij}^{-1})^{1/2}$ и $p_{\perp}^2 \mu^{-1}$ на $\sum_{ij} p_{\perp i} p_{\perp j} \mu_{ij}^{-1}$, где

μ^{-1} — тензор обратной приведенной эфф. массы с компонентами $\mu_{ij}^{-1} = m_{\alpha ij}^{-1} + m_{\beta ij}^{-1}$. В *полупроводниках*, у к-рых экстремумы валентной зоны и зоны проводимости лежат в разных точках импульсного пространства (напр., в Ge, Si), туннельные переходы между этими экстремумами могут осуществляться только с передачей импульса фонону или примесному атому. Такое $M. t.$ наз. фононно или примесно стимулированным. В полупроводниках, находящихся в электр. поле, в результате $M. t.$ становятся возможными поглощение света с энергией кванта $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$ (*Келдыша — Франца эффект*) и обратный эффект — туннелирование электрона через $p-n$ -переход в валентную зону с испусканием фотона с $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$ (*туннельная электрон люминесценция*).

Продольное магн. поле $B \parallel E$ не влияет на прозрачность $D(E)$ и сказывается на $M. t.$ лишь в меру изменения *плотности состояний* в результате квантования Ландау. Поле $B \perp E$ уменьшает вероятность $M. t.$: в скрещенных полях $D(E, B)$ определяется ф-лой, отличающейся от (*) заменой E на $(E^2 - \mathcal{E}_g B^2 / 4\mu c^2)^{1/2}$. При $B > 2c(\mu/\mathcal{E}_g)^{1/2} E$ траектории электронов в скрещенных полях становятся замкнутыми и $M. t.$ возможно только при рассеянии электронов на фононах или примесных атомах. При анизотропном спектре $D(E, B)$ зависит от ориентации B в плоскости, перпендикулярной E .

Лит.: Зелер С., A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics, «Proc. Roy. Soc.», 1934, v. 145, p. 523; Нотсон W. V., Acceleration of electrons in a crystal lattice, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 184; Келдыш Л. В., О поведении неметаллических кристаллов в сильных электрических полях, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 994; е го же, О влиянии колебаний решетки кристалла на рождение электронно-дырочных пар в сильном электрическом поле, там же, 1958, т. 34, с. 962; Арон в А. Г., Пикус Г. Е., Туннельный ток в поперечном магнитном поле, там же, 1966, т. 51, с. 281; Туннельные явления в твердых телах. Сб. ст., под ред. Э. Бурштейна, С. Лунквиста, пер. с англ., М., 1973. Г. Е. Пикус.

МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ — переходы электронов из валентной зоны полупроводника в зону проводимости, сопровождающиеся образованием (генерацией) пары носителей заряда электрон проводимости — дырка; обратные $M. p.$ наз. рекомбинацией носителей заряда. Генерационные $M. p.$ могут быть обусловлены тепловым возбуждением, воздействием алмагн. волн и т. д. Рекомбинационные $M. p.$ могут быть спонтанными и вынужденными (см. *Полупроводники, Рекомбинация носителей заряда*).

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ. По природе, характерным энергиям и расстояниям близко к *межатомному взаимодействию*. Описывается теми же типами потенциалов взаимодействия, что и межатомное взаимодействие. $M. v.$ наиб. существенно в плот-

ных газах и молекулярных конденсиров. телах, т. е. в тех случаях, когда существуют индивидуальные молекулы. Не имеет смысла говорить о $M. v.$ в металлах, ионных кристаллах, их растворах и расплавах.

В результате $M. v.$ происходят изменения в окружающей среде, под влиянием к-рых искажаются электронные оболочки и взаимное расположение атомов, входящих во взаимодействующие молекулы. По существу, $M. v.$ сводится к совокупности взаимодействий каждого из атомов одной молекулы с каждым из атомов другой с учётом воздействия окружающей среды. $M. v.$ обусловлено перекрыванием внеш. электронных оболочек атомов. Потенциалы $M. v.$ часто выражаются аддитивными комбинациями атом-атомных, атом-ионных, ионно-ионных парных потенциалов. Однако принцип аддитивности справедлив лишь для эл.-статич. взаимодействий, ограниченно применим для дисперсионных и неспривенных к индукционным, резонансным и обменным $M. v.$

Описание взаимного расположения молекул требует введения огромного числа координат, что преобразует одномерные (изотропные, сферически симметричные) зависимости потенц. энергии от координат (имеющие место, напр., для атом-атомного парного взаимодействия) в многомерные *потенциальные поверхности* $M. v.$ В частности, для описания $M. v.$ двухатомных молекул нужно ввести 6 параметров: расстояние между центрами молекул, два угла между осями молекул и линией, соединяющей их центры, угол между плоскостями, в к-рых лежат линия центров и каждая молекула, а также два межъядерных расстояния молекул. При $M. v.$ двух молекул, состоящих из n_1 и n_2 атомов, их потенциал зависит от $3(n_1 + n_2) - 6$ независимых переменных. При рассмотрении $M. v.$ достаточно сложных молекул возникает задача нахождения на многомерной потенц. поверхности глобальных экстремумов среди большого числа локальных, связанных с перемещением и деформацией молекул.

Атомы в каждой из взаимодействующих молекул удерживаются хим. связями, а $M. v.$ осуществляется более слабыми силами — ван-дер-ваальсовыми (рис. 1) или водородными связями. В *жидкостях* и *газах* за счёт водородных связей молекулы образуют кластеры и *полимеры*, в молекулярных кристаллах — цепочки,

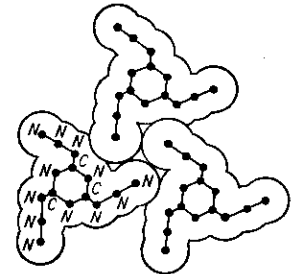
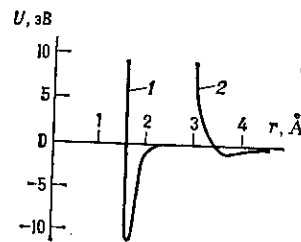


Рис. 1. Потенциалы химического (1) и физического (2) взаимодействия. Рис. 2. Схема упаковки трёх молекул триазидиантуровой кислоты. На атомарный скелет надета молекулярная «шуба».

сетки и сверхрешетки. За межмолекулярное расстояние принимают расстояние между ядрами ближайших атомов взаимодействующих молекул; они обычно больше характерных длин хим. связей. Молекулы как бы одеты в «шубу» (рис. 2), толщина к-рой равна радиусу r_m $M. v.$ В табл. приведены (в Å) атомные r_a и молекулярные r_m радиусы нек-рых атомов (у благородных газов r_a и r_m совпадают).

Анизотропия $M. v.$ $M. v.$ зависит от направления, т. е. анизотропна. Наиб. яркое макроскопич. проявление анизотропии $M. v.$ — образование кристаллич. и жидкокристаллич. структур. Анизотропия $M. v.$ проявляется также в обмене энергией между разл. степенями свободы молекул, что приводит к стационарному (но не