

В квазиклассич. приближении вероятность, даваемая ф-лой (3), содержит экспоненц. множитель того же типа, что и в ф-ле (1). В случае сферически симметричного потенц. барьера вероятность распада квазистационарного состояния с орбит. квантовым числом l определяется ф-лой

$$w = w_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} dr \left[2m(U(r) - \mathcal{E}) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{r^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (4)$$

Здесь $r_{1,2}$ — радиальные точки поворота, подынтегральное выражение в к-рых равно нулю. Множитель w_0 зависит от характера движения в классически разрешённой части потенциала, напр. он пропорц. классич. частоте колебаний частицы между стенками барьера.

Т. э. позволяет понять механизм α -распада тяжёлых ядер. Между α -частицей и дочерним ядром действует электростатич. отталкивание, определяемое ф-лой $U(r) = b/r$. На малых расстояниях порядка размера a ядра ядерные силы таковы, что эфф. потенциал можно считать отрицательным: $U(r) = -U_0$. В результате вероятность α -распада даётся соотношением

$$w \sim \frac{v'}{a} \exp(-2\pi b/\hbar v). \quad (5)$$

Здесь $v = \sqrt{2\mathcal{E}/m}$, $v' = \sqrt{2(\mathcal{E} + U_0)/m}$, \mathcal{E} — энергия вылетающей α -частицы.

Т. э. обуславливает возможность протекания термоядерных реакций на Солнце и звёздах при темп-ре в десятки и сотни млн. градусов (см. *Эволюция звёзд*), а также в земных условиях в виде термоядерных взрывов или УТС.

В симметричном потенциале, состоящем из двух одинаковых ям, разделённых слабопроницаемым барьером, Т. э. приводит к интерференции состояний в ямах, что приводит к слабому двойному расщеплению дискретных уровней энергии (т. н. инверсионное расщепление; см. *Молекулярные спектры*). Для бесконечного периодического в пространстве набора ям каждый уровень превращается в зону энергий. Таков механизм образования узких электронных энергетич. зон в кристаллах с сильной связью электронов с узлами решётки.

Если к полупроводниковому кристаллу приложено электр. поле, то зоны разрешённых энергий электронов становятся наклонными в пространстве. Тем самым уровень пост. энергии электрона пересекает все зоны. В этих условиях становится возможным переход электрона из одной энергетич. зоны в другую за счёт Т. э. Классически недоступной областью при этом является зона запрещённых энергий. Это явление наз. пробоем Зинера. Квазиклассич. приближение отвечает здесь малой величине напряжённости электр. поля. В этом пределе вероятность пробоя Зинера определяется в осн. экспонентой, в показателе к-рой стоит большая отрицат. величина, пропорциональная отношению ширины запрещённой энергетич. зоны к энергии, набираемой электроном в приложенном поле на расстоянии, равном размеру элементарной ячейки.

Похожий эффект проявляется в *туннельных диодах*, в к-рых зоны наклонены благодаря полупроводникам p - и n -типа по обе стороны от границы их соприкосновения. Туннелирование осуществляется благодаря тому, что в зоне, куда переходит носитель заряда, имеется конечная плотность незанятых состояний.

Благодаря Т. э. возможен электр. ток между двумя металлами, разделёнными тонкой диэлектрич. перегородкой. Эти металлы могут находиться как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. В последнем случае может иметь место *Джозефсона эффект*.

Т. э. обязаны такие явления, происходящие в сильных электр. полях, как автоионизация атомов (см. *Ионизация полем*) и *автоэлектронная эмиссия* из металлов. В обоих случаях электр. поле образует барьер конечной прозрачности. Чем сильнее электр. поле, тем прозрачнее барьер и тем сильнее электронный ток из металла. На этом принципе основан *сканирующий туннельный микроскоп* —

прибор, измеряющий туннельный ток из разных точек исследуемой поверхности и дающий информацию о характере её неоднородности.

Т. э. возможен не только в квантовых системах, состоящих из одной частицы. Так, напр., низкотемпературное движение дислокаций в кристаллах может быть связано с туннелированием конечной части дислокации, состоящей из многих частиц. В такого рода задачах линейную дислокацию можно представить как упругую струну, лежащую первоначально вдоль оси y в одном из локальных минимумов потенциала $V(x, y)$. Этот потенциал не зависит от y , а его рельеф вдоль оси x представляет собой последовательность локальных минимумов, каждый из к-рых находится ниже другого на величину, зависящую от приложенного к кристаллу механич. напряжения. Движение дислокации под действием этого напряжения сводится к туннелированию в соседний минимум предел. отрезка дислокации с последующим подтягиванием туда оставшейся её части. Такого же рода туннельный механизм может отвечать за движение *волн зарядовой плотности* в диэлектрике Пайерлса (см. *Пайерлса переход*).

Для расчётов эффектов туннелирования таких многомерных квантовых систем удобно использовать квазиклассич. представление волновой ф-ции в виде $\psi \sim \exp(iS)$, где S — классич. действие системы. Для Т. э. существенно мнимая часть S , определяющая затухание волновой ф-ции в классически недоступной области. Для её вычисления используется метод комплексных траекторий.

Квантовая частица, преодолевающая потенц. барьер, может быть связана с термостатом. В классич. механике это соответствует движению с трением. Тем самым, для описания туннелирования необходимо привлечение теории, получившей назв. диссипативной квантовой механики. Такого рода соображения необходимо использовать для объяснения конечного времени жизни токовых состояний контактов Джозефсона. В этом случае происходит туннелирование эфф. квантовой частицы через барьер, а роль термостата играют нормальные электроны.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Займа Дж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., 2 изд., М., 1974; Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, 2 изд., М., 1971; Туннельные явления в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1973; Лихарев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985. *Б. И. Иванев.*

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ плазмы — разновидность аномальной диффузии плазмы, заключающаяся в аномально быстром переносе энергии и массы вещества плазмы под действием эл.-магн. флуктуаций с плотностью энергии, значительно превышающей тепловой равновесный уровень. Скорость Т. д. существенно зависит от корреляции движения частиц плазмы с флуктуац. эл.-магн. полями. Т. д. вызывает аномально быстрые переносы как в лаб. плазме (токамаки, стеллараторы и др. плазменные установки), так и в космической (солнечный ветер, околоземная ударная волна, межзвёздный ионизованный газ и т. д.).

Определяющее значение в возникновении Т. д. имеют низкочастотные колебания ($\omega < \omega_{нп}$, $\omega_{нп}$ — ионная циклотронная частота), появляющиеся вследствие разл. неустойчивостей. В относительно спокойной плазме, в к-рой крупномасштабные магнитогидродинамич. неустойчивости стабилизированы, аномальный перенос связывают с микроскопической турбулентностью плазмы, характерные пространственные масштабы к-рой значительно меньше характерных размеров плазмы. Т. д. может возникать за счёт электростатич. и магн. флуктуаций. Типичным источником надтепловых низкочастотных флуктуаций в лаб. и космич. плазме являются *дрейфовые неустойчивости*, связанные с диамагн. током, возникающим в неоднородной плазме поперёк магн. поля и градиента плотности (см. *Дрейф заряженных частиц*).

Под действием электростатич. дрейфовых волн поперёк удерживающего плазму магн. поля создаётся ср. поток частиц