

сечения, зависит от подобия критериев — *Маха числа*  $M$  и *Рейнольдса числа*  $Re$ .

Наряду с широко применением эксперим. методов определения Д. с. успешно развиваются расчётно-теоретич. модели течения в донной области, основанные на решении полных *Навье — Стокса уравнений*. Разработаны эффективные численные методы расчёта на ЭВМ течений в донной области разл. тел, пригодные в нек-ром ограниченном диапазоне изменения  $M$  и  $Re$ .

Лит.: Краснов Н. Ф., Аэродинамика тел вращения, 2 изд., М., 1964. С. Л. Вишневецкий.

**ДОНОРНАЯ ПРИМЕСЬ** — примесь в полупроводнике, ионизация к-рой приводит к переходу электрона в зону проводимости или на уровень *акцепторной примеси*. Типичный пример Д. п. — примеси элементов V группы (P, As, Sb, Bi) в элементарных полупроводниках IV группы — Ge и Si. В сложных полупроводниках роль Д. п. могут играть атомы электроположит. элементов (Cu, Zn, Cd, Hg и др.), избыточные по отношению к составу, соответствующему стехиометрич. ф-ле полупроводника.

Введение Д. п. сообщает полупроводнику электронную проводимость, поскольку ионизация Д. п. приводит к появлению электронов в зоне проводимости, что описывается как переход электрона в зону проводимости с донорного уровня, расположенного в запрещённой зоне. Д. п. характеризуется энергией, необходимой для такого перехода (энергией ионизации  $\mathcal{E}_i$ ). Д. п. с энергией ионизации порядка тепловой энергии  $kT$  (малкие примеси) описывается водородоподобной моделью. Учёт диэлектрич. свойств полупроводника (характеризуемых его *диэлектрической проницаемостью*  $\epsilon$ ) и отличия эфф. массы  $m^*$  электронов проводимости от массы свободных электронов  $m_0$  приводит к тому, что энергия ионизации Д. п. оказывается в  $\epsilon^2 m_0 / m^*$  раз меньше энергии ионизации атома водорода ( $\sim 10$  эВ). При  $m^* \sim 0,1 m_0$ ,  $\epsilon \sim 10$   $\mathcal{E}_i \sim \sim 10^{-3} \mathcal{E}_{ат} \sim 10$  мэВ.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. Э. М. Эпштейн.

**ДОПЛЕРА ЭФФЕКТ** — изменение частоты колебаний  $\omega$  или длины волны  $\lambda$ , воспринимаемой наблюдателем при движении источника колебаний и наблюдателя друг относительно друга. Возникновение Д. э. проще всего объяснить на след. примере. Пусть неподвижный источник испускает последовательность импульсов с расстоянием между соседними импульсами (пространств. периодом)  $\lambda_0$ , к-рые распространяются в однородной среде с пост. скоростью  $v$ , не испытывая никаких искажений (т. е. в линейной среде без дисперсии). Тогда неподвижный наблюдатель будет принимать последовательные импульсы через временной промежуток  $T_0 = \lambda_0 / v$ . Если же источник движется в сторону наблюдателя со скоростью  $V$ , малой по сравнению со скоростью света в вакууме  $c$  ( $V \ll c$ ), то соседние импульсы оказываются разделёнными меньшим промежутком времени  $T = \lambda / v$ , где  $\lambda = \lambda_0 - VT_0$ . Если вместо импульсов рассматривать соседние максимумы поля в непрерывной гармонич. волне, то при Д. э. частота этой волны  $\omega = 2\pi / T$ , воспринимаемая наблюдателем, будет больше частоты  $\omega_0 = 2\pi / T_0$ , испускаемой источником:

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - V/v}. \quad (1)$$

При удалении источника от наблюдателя принимаемая частота уменьшается, что описывается той же ф-лой (1), но с изменённым в ней знаком скорости  $V$ .

Для движений с произвольными по направлению скоростями в однородной среде Д. э. зависит от угла  $\phi$  между скоростью  $V$  и волновым вектором  $k$  волны, принимаемой наблюдателем. При наличии дисперсии и (или) анизотропии среды важно учитывать, что в ф-ле (1) входит не групповая, а фазовая скорость волнового возмущения. Для движения со скоростями  $V$ , сравнимиыми со скоростью света в вакууме, следует, кроме того, принять во внимание эффект релятивистского

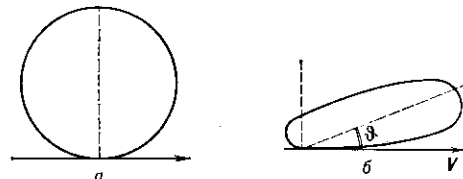
замедления времени (см. *Относительности теория*), описываемый фактором  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , где  $\beta = V/c$ . В результате ф-ла Д. э. примет вид:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\gamma \left(1 - \frac{V}{v} \cos \phi\right)}. \quad (2)$$

Т. о., Д. э. имеет чисто кинематич. происхождение. С точки зрения теории относительности, Д. э. для плоских однородных волн вида  $A \exp i\Phi = A \exp i(\omega t - kr)$  есть следствие инвариантности 4-скаляра (фазы)  $\Phi$  при релятивистских преобразованиях координат и времени (т. е. компонент 4-вектора  $\{r, ct\}$ ). Др. словами, волновой вектор  $k$  и частота  $\omega$  ведут себя как компоненты единого 4-вектора  $\{k, \omega/c\}$ , что позволяет рассматривать Д. э. (преобразование частоты) и изменение направления  $k$  (релятивистские aberrации) как две стороны одного и того же явления.

Соотношение (2) позволяет выяснить все основные фаз. проявления Д. э. При  $\phi = 0$  или  $\pi$  наблюдается продольный Д. э., когда источник движется прямо на наблюдателя или от него и изменение частоты максимально. При  $\phi = \pi/2$  имеет место поперечный Д. э., к-рый связан с чисто релятивистским эффектом замедления времени и не имеет никакой волновой специфики (в частности, не зависит от фазовой скорости волн  $v$ ).

В средах с дисперсией волн может возникнуть сложный Д. э. При этом фазовая скорость зависит от частоты:  $v = v(\omega)$ , и соотношение (2) становится ур-нием относительно  $\omega$ , к-рое может допускать неск. действит. решений для заданных  $\omega_0$  и  $v$ , т. е. под одним и тем же углом от монохроматич. источника в точку наблюдения могут приходиться неск. волн с разл. частотами. Появление сложного Д. э. означает, что вследствие релятивистских aberrаций две плоские волны, испущенные движущимся источником под разными углами, воспринимаются наблюдателем под одним и тем же углом.



Диаграммы направленностей покоящегося (а) и движущегося (б) диполей.

Отмеченную выше взаимосвязь между Д. э. и релятивистскими aberrациями можно наглядно пояснить, сравнив диаграммы направленности излучения одного и того же источника, напр. элементарного электрич. диполя, в разл. условиях. На рис. а показана диаграмма направленности покоящегося относительно наблюдателя диполя в вакууме (в плоскости диполя). При движении диполя вследствие релятивистских aberrаций излучаемая энергия перераспределяется из задней в переднюю полусферу, и если дипольный момент  $p \parallel V$ , диаграмма направленности приобретает вид, изображённый на рис. б (т. н. релятивистский «эффект прожектора», с к-рым связаны, в частности, осн. особенности синхротронного излучения).

Дополнит. особенности возникают при движении источника со скоростью  $V > v$ , когда на поверхности конуса углов, удовлетворяющих условию  $\cos \phi_0 = v/V$ , знаменатель в ф-ле (2) обращается в нуль, а доплеровская частота  $\omega$  неограниченно возрастает, — имеет место т. н. *аномальный Д. э.* При аномальном Д. э. частота растёт с увеличением угла  $\phi$ , тогда как при нормальном Д. э. (в т. ч. в случае  $V > v$  вне конуса  $\cos \phi_0 = v/V$ ) под бóльшими углами  $\phi$  излучаются меньшие частоты. Излучение внутри указанного конуса (соответствующего конусу Маха в газовой динамике или черенковскому конусу в электродина-