

(как и их вывод после ускорения) не представляет сложности. техн. трудности и требует лишь согласования параметров вводимого пучка с параметрами ускорителя. В нек-рых циклич. ускорителях (*фазотронах, циклотронах*), в к-рых ускорение начинается с очень малых энергий, источник ионов находится непосредственно внутри ускорит. камеры (в её центре), что также снимает проблему И. В большинстве же циклич. ускорителей пучок частиц вводится в рабочую область ускорителя извне, из инжектора. Расположение пучка вблизи равновесной орбиты достигается включением на время И. спец. отклоняющей системы. Система И. рассчитывается так, чтобы обеспечить наиб. плотное заполнение частями рабочей области ускорителя. Простейшая система И. — однооборотная, при к-рой время И. не превышает времени оборота частиц в ускорителе. Для повышения интенсивности ускоряемого пучка часто применяют многооборотную И. (в течение неск. периодов обращения частицы) или многократную И. (в течение неск. циклов работы *бустера*). Э. Л. Бурштейн.

**ИНЖЕКЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА** — увеличение концентрации носителей заряда в полупроводнике (диэлектрике) в результате переноса носителей током из областей с повыш. концентрацией (металлич. контактов, *гетеропереходов*) под действием внеш. электрич. поля. И. н. з. приводит к нарушению термодинамич. равновесия электронной системы в *полупроводнике*. Инжектированные носители обычно термализуются за время, малое по сравнению со временем жизни носителей, так что нарушенным оказывается лишь концентрационное равновесие (см. *Квазиуровни Ферми*).

Инжекция осн. носителей происходит, напр., при подаче обратного смещения на  $p-n$ -переход, если у катода имеется слой, обогащённый осн. носителями (см. *Контактные явления в полупроводниках*). При этом в образце появляется пространств. заряд, препятствующий дальнейшему поступлению носителей из обогащённого слоя. Плотность  $j$  стационарного тока определяется условием, что падение напряжения внутри образца, обусловленное пространств. зарядом, уравновешивается внеш. напряжением  $U$  (закон Мотта):

$$j = \frac{9}{8} \frac{\sigma_0 \mu U^2}{L^3}. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_0$  — электропроводность образца в отсутствие И. н. з.,  $\mu$  — подвижность инжектированных носителей,  $\tau = \epsilon/4\pi\sigma_0$  — время релаксации,  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость,  $L$  — длина образца в направлении тока. Линейный закон Ома переходит в квадратичный закон Мотта при  $t_{пр} \sim \tau$ , где  $t_{пр} = L^2/\mu U$  — время пролёта носителей между электродами. При большом приложенном напряжении (1) опять переходит в закон Ома, но с гораздо большей электропроводностью. При этом образец заполняется инжектированными носителями с практически постоянной по объёму концентрацией, равной граничной концентрации  $n_{гр}$  в обогащённом слое в отсутствие тока. Установление омического режима происходит, когда  $t_{пр}$  становится сравнимым с  $\tau = \epsilon/4\pi e n_{гр}$ .

При наличии в образце т. н. ловушек (см. *Захват носителей заряда*) с концентрацией, превышающей концентрацию осн. носителей, инжектированные носители сначала почти все захватываются ловушками и концентрация носителей в образце практически не увеличивается. Это приводит к удлинению первого омического участка вольтамперной характеристики (ВАХ) и резкому скачку в конце его (заполнение всех ловушек), за к-рым следует квадратичный участок ВАХ.

Двойная (биполярная) инжекция осн. носителей возникает, когда электроны и дырки инжектируются с противоположных электродов и движутся навстречу. Т. к. они могут нейтрализовать друг друга, ток ограничивается лишь *рекомбинацией носителей заряда* и обычно гораздо больше тока монополярной

И. н. з. в том же кристалле. Захват носителей ловушками при двойной инжекции может приводить к появлению *отрицательного дифференциального сопротивления* ( $S$ -образной ВАХ).

Инжекция неосновных носителей происходит при подаче прямого смещения на  $p-n$ -переход, гетеропереход или контакт металл — полупроводник вследствие уменьшения разности потенциалов на контакте. Инжектированные неосновные носители проникают в полупроводник на глубину, определяемую рекомбинацией; она по порядку величины совпадает с диффузионной длиной в слабых внеш. полях и с дрейфовой длиной (см. *Дрейф носителей заряда*) в сильных полях. Инжекция неосновных носителей лежит в основе действия *полупроводникового диода*, транзистора и др. *полупроводниковых приборов*. Изучение стационарных и переходных процессов И. н. з. позволяет исследовать подвижность носителей, а также определить концентрации, энергетич. положения и сечения захвата примесных центров в высокоомных полупроводниках и диэлектриках. Прохождение инжекционных токов является одним из механизмов переноса заряда в тонких диэлектрич. плёнках.

Лит.: Ламперт М., Марк П., Инжекционные токи в твердых телах, пер. с англ., М., 1973; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Адирович Э. И., Карагелорги А. А., Калаев П. М., Лейдерман А. Ю., Токи двойной инжекции в полупроводниках, М., 1978. Э. М. Эпштейн.

**ИНКЛУЗИВНОЕ СЕЧЕНИЕ** — сечение *инклюзивного процесса*. Обычно измеряют дифференц. сечение процесса  $ab \rightarrow cX$  образования частицы  $c$ , импульс к-рой  $p$  и энергия  $\epsilon$ , в интервале  $d^3p/\epsilon$  при соударении частиц  $a$  и  $b$ ,  $\epsilon d\sigma/dp$  ( $X$  — совокупность остальных вторичных частиц реакции). Эта величина инвариантна относительно продольных преобразований Лоренца и зависит от трёх переменных, например  $\epsilon d\sigma/dp = f(s, p_{\perp}, p_{\parallel})$ , где  $\sqrt{s}$  — полная энергия первичных частиц в системе центра инерции (с. ц. и.) [1, 2], а  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  — перпендикулярная и параллельная компоненты импульса частицы с относительно оси соударения. Этот набор переменных обычно используется при изучении процессов фрагментации первичных частиц в лаб. системе координат или в системе покоя падающей частицы. Для изучения *масштабной инвариантности* множеств. процессов используют также переменные  $x = p_{\parallel}^{ц.и.}/p_{\max}^{ц.и.}$  и  $p_{\perp}$ , где  $p_{\parallel}^{ц.и.}$  и  $p_{\max}^{ц.и.}$  — параллельный и макс. импульсы частицы с в с. ц. и.; в этих переменных  $\epsilon d\sigma/dp = (\epsilon_{\max}^{ц.и.}/\pi p_{\max}^{ц.и.}) d^2\sigma/dx dp_{\perp}^2$  ( $\epsilon_{\max}^{ц.и.}$  — энергия в с. ц. и.). Для сравнения данных, полученных в разных системах отчёта, обычно используют переменные  $p_{\perp}$  и т. н. продольную *быстроту* частицы  $y = 1/2 \ln[(\epsilon + p_{\parallel})/(\epsilon - p_{\parallel})]$  (в системе единиц  $\hbar = c = 1$ ).

В этом случае  $\epsilon d\sigma/dp = (1/\pi) d^2\sigma/dy dp_{\perp}^2$ , причём форма распределения частиц по  $y$  не меняется при переходе от одной системы к другой. При исследовании дифракц. процессов ( $x \rightarrow 1$ ) часто используют квадрат переданного 4-импульса  $t = (p_b - p_c)^2$  или  $t = (p_a - p_c)^2$  и квадрат недостающей массы  $M_X^2 = (p_a + p_b - p_c)^2$  ( $p_i$  — 4-импульс частицы  $i$ ); в этих переменных  $\epsilon d\sigma/dp \approx (1/\pi) d^2\sigma/dt d(M_X^2/s)$ .

В опытах с электронными методами регистрации частиц дифференц. И. с. выражается через импульс  $p$  частицы и телесный угол  $\Omega$ ,  $(\epsilon/p^2) d^2\sigma/dp d\Omega$  ( $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ ,  $\theta, \varphi$  — полярный и азимутальный углы). Применяют и др. переменные, связанные с предполагаемым механизмом рождения частицы с [1, 3].

Полное И. с.  $\sigma_{\text{инкл}}$  по определению равно:

$$\sigma_{\text{инкл}}(c) = \int f(s, p) \frac{dp}{\epsilon} = \sigma(1) + 2\sigma(2) + \dots = \sum_{k=1}^{\infty} k\sigma(k),$$

где  $\sigma(k)$  — полное сечение образования  $k$  частиц  $c$ . Если определить ср. число частиц  $c$ , образующихся в неупру-