

с силой  $F_{гр}$ , пропорциональной градиенту магн. поля  $\nabla H$  (т. н. градиентный Д. з. ч.). Если частицу, вращающуюся на ларморовской окружности, рассматривать как «магнитик» с магнитным моментом

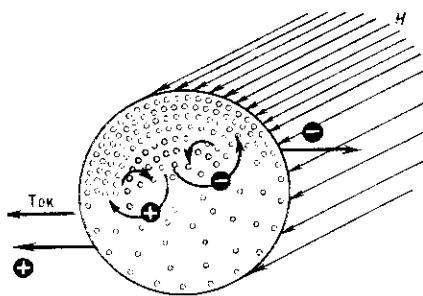


Рис. 2. Градиентный дрейф. Магнитное поле возрастает вверх. Дрейфовый ток направлен влево.

$\mu = mv_{\perp}^2/2H$ , то  $F_{гр} = -\mu \nabla H = -mv_{\perp}^2 \nabla H/2H$ . Скорость градиентного дрейфа

$$v_{дгр} = \frac{m c v_{\perp}^2}{2ZeH^2} \frac{[H \nabla H]}{2H} = \frac{r_H \nabla H}{2H} v_{\perp}.$$

При движении частицы со скоростью  $v_{\parallel}$  вдоль искривлённой силовой линии (рис. 3) с радиусом кривизны  $R$

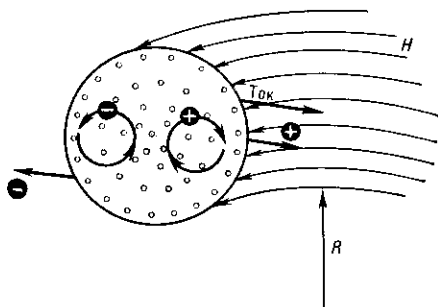


Рис. 3. Центробежный дрейф.

возникает дрейф, обязанный своим происхождением центробежной силе инерции  $mv_{\parallel}^2/R$  (т. н. центробежный дрейф). Скорость

$$v_{дц} = \frac{c}{ZeH^2} \frac{[mv_{\parallel}^2 RH]}{R^2} = \frac{m c v_{\parallel}^2}{ZeR^2 H^2} [RH] = \frac{v_{\parallel}^2}{R \omega_H}.$$

Скорости градиентного и центробежного Д. з. ч. имеют противоположные направления для ионов и электронов, т. е. возникают дрейфовые токи. Здесь необходимо подчеркнуть, что рассматриваемые дрейфы есть именно смещения центров ларморовских окружностей (мало отличающихся от смещений самих частиц) за счёт сил, перпендикулярных магн. полю.

Для системы частиц (плазмы) такое различие существенно. Напр., если плотность и темп-ра частиц не зависят от координат, то потока частиц внутри плазмы нет (в полном соответствии с тем, что магн. поле не влияет на максвелловское распределение, но поток центров есть, если магн. поле неоднородно (градиентный и центробежный дрейфовые токи).

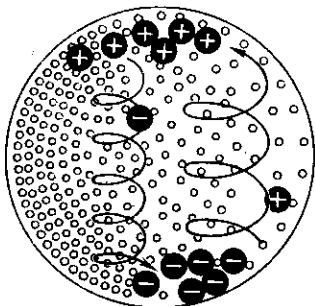


Рис. 4. Дрейф и поляризация плазмы в тороидальной ловушке.

Дрейф в неоднородном магн. поле затрудняет удержание плазмы в тороидальной магн. ловушке. Градиентный и центробежный дрейфы в торе, расположенном горизонтально, вызывают вертикальные дрейфовые токи, разделение зарядов и поляризацию плазмы (рис. 4). Возникающее электрич. поле заставляет уже всю плазму двигаться к наружной стенке тора (т. н. тороидальный дрейф).

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, 2 изд., М., 1963; Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963; Оравский В. Н., Плазма на Земле и в космосе, 12 изд., К., 1980. С. С. Моисеев.

**ДРЕЙФ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА** в полупроводниках — направленное движение носителей заряда в полупроводниках под действием внеш. полей, накладывающегося на их беспорядочное (тепловое) движение. Плотность тока, возникающего в результате Д. н. з. в электрич. поле  $E$  (дрейфового тока), равна  $j = \sigma E$ ,  $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$ , где  $\sigma$  — уд. электропроводность,  $n$  и  $p$  — концентрации электронов проводимости и дырок,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — их подвижности (см. Подвижность носителей). Полный ток проводимости в полупроводнике складывается из дрейфового тока, диффузионного тока и термоэлектрич. тока, обусловленного наличием градиента темп-ры. Д. н. з. может также возникать в результате увлечения носителей УЗ-волной (см. Акустический эффект) или эл.-магн. волной (радиоэлектрич. эффект, светозлектрич. эффект).

В случае, когда дрейф в электрич. поле совершают неравновесные носители, Д. н. з. осложняется возникновением объёмных зарядов, поле к-рых необходимо учитывать наряду с внеш. полем, и рекомбинацией носителей заряда. В результате движение инжектир. неравновесных носителей (см. Инжекция носителей заряда) во внеш. электрич. поле описывается т. н. амбиполярной подвижностью:

$$\mu_a = \frac{\mu_n \mu_p (n - p)}{\mu_n n + \mu_p p},$$

в общем случае отличной от  $\mu_n$  и  $\mu_p$ . При  $n = p$  (собств. полупроводник)  $\mu_a = 0$ , при  $n \gg p$  (полупроводник  $n$ -типа)  $\mu_a = \mu_n$ , при  $p \gg n$  (полупроводник  $p$ -типа)  $\mu_a = -\mu_p$ , т. е. в примесных полупроводниках  $\mu_a$  совпадает с подвижностью носителей. Скорость движения пакета неравновесных носителей во внеш. электрич. поле  $E$  равна  $\mu_a E$ .

Важной характеристикой Д. н. з. является длина дрейфа — ср. расстояние, к-рое успевают пройти носители от места их генерации (см. Генерация носителей заряда в полупроводниках) до места рекомбинации. Длина дрейфа  $l = \mu_a \tau$ , где  $\tau$  — время жизни неравновесных носителей. Измерение длины дрейфа производится тем же методом, что и измерение диффузионной длины.

В анизотропных кристаллах направление дрейфа может не совпадать с направлением электрич. поля (подвижности — тензоры). В сильных полях дрейф может быть анизотропным даже в изотропных (кубических) многодолинных полупроводниках (см. Сасаки—Шибуйя эффект). Направление Д. н. з. не совпадает с направлением внеш. электрич. поля в присутствии поперечного магн. поля.

В сильном магн. поле  $H$  (удовлетворяющем условию  $\mu H/c \gg 1$ ), перпендикулярном внеш. электрич. полю  $E$ , Д. н. з. происходит в направлении, перпендикулярном  $E$  и  $H$ , со скоростью  $v = cE/H$ , не зависящей от подвижности носителей. На этот дрейф накладывается движение носителей по окружности с циклотронной частотой  $\omega = eH/mc$ .

Лит.: Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. Э. М. Эпштейн.

**ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА** — прибор для определения координаты прохождения ионизирующей частицы, осн. на измерении времени дрейфа электронов —