

сова и единицу сопротивления (Ом) на основе *квантового Холла эффекта* (см. *Квантовая метрология*); шумовой термометр на основе *S*. используется при установлении шкалы сверхнизких темп-р [5].

Осн. недостатком *S.*, препятствующим их более широкому распространению, является необходимость охлаждения до уровня гелиевых или водородных темп-р при применении традиц. сверхпроводящих материалов. Открытие в 1986—87 *оксидных высокотемпературных сверхпроводников* с  $T_c \approx 100$  К открывает перспективы создания *S.* при азотных темп-рах [10].

*Лит.*: 1) Jaklevic R. C. и др., Quantum interference from a static vector potential in a field-free region, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, № 11, p. 274; 2) Silver A. H., Zimmern J. E., Quantum states and transitions in weakly connected superconducting rings, «Phys. Rev.», 1967, v. 157, p. 317; 3) Солимар Л., Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение, пер. с англ., М., 1974; 4) Лихарев К. К., Ульрих Б. Т., Системы с джозефсоновскими контактами, М., 1978; 5) Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применения, пер. с англ., М., 1980; 6) Бароне А., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984; 7) Лихарев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985; 8) Введенский В. Л., Ожогин В. И., Сверхчувствительные магнитометры и биомagnetизм, М., 1986; 9) Одегал М., Некоторые нестандартные применения сверхпроводящих квантовых интерферометров — сквидов (обзор), «Физика низких температур», 1985, т. 11, с. 5; 10) Tesche S. D., Superconducting magnetometers, «Cryogenics», 1989, v. 29, p. 1135.

И. Я. Краснополн.

ванных электронных состояний (диэлектрич. проницаемость ионной решетки).

Для плоской поверхности образца (плоскость *xy*) и нормального падения волны (*z*) распределение поля в проводнике имеет вид

$$E(z) = E(0) \exp(-z/\delta) \cos\left(\frac{\omega}{c}nz - \omega t\right),$$

где  $E(0)$  — амплитуда поля на поверхности,  $\delta = c/\omega\kappa$ , коэф. преломления *n* и затухания  $\kappa$  связаны соотношением  $\sqrt{\epsilon} = n + i\kappa$ , где диэлектрич. проницаемость  $\epsilon = \epsilon_0 + 4\pi i\sigma/\omega$  ( $\epsilon_0$  — диэлектрич. проницаемость решетки) (см. *Высокочастотная проводимость*).

Для цилиндрич. провода радиусом  $r_0$  распределение поля выражается через функцию Бесселя:

$$E(r) = E(r_0) \operatorname{Re}\{\exp(-i\omega t) J_0(kr)/J_0(kr_0)\},$$

где  $E(r_0)$  — поле на поверхности,  $k = (n + i\kappa)\omega/c$ . *S.-э.* существенно сказывается на зависимости сопротивления провода от его радиуса. В то время как на пост. токе сопротивление провода *R* длины *L* обратно пропорционально площади сечения  $R = L/\pi r_0^2 \sigma_0$ , на переменном токе в предельном случае, когда ток течёт в очень тонком приповерхностном слое ( $\delta \ll r_0$ ), сопротивление обратно пропорционально длине окружности поперечного сечения

$$R = L/2\pi r_0 \delta \sigma.$$

В пределе НЧ, когда можно не учитывать частотную дисперсию  $\sigma$ , а также пренебречь величиной  $\epsilon_0$ , глубина скин-слоя:

$$\delta = c(2\pi\omega\sigma_0)^{-1/2},$$

коэф. преломления:

$$n = (2\pi\sigma_0/\omega)^{1/2}.$$

С повышением частоты в ИК-области для металлов при условии  $\omega\tau \gg 1$  ( $\tau \gg 1/\omega$ ) проводимость  $\sigma = i\sigma_0/\omega\tau = i\omega_p^2/4\pi\omega$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота электронов. В этом диапазоне  $\tau^{-1} \ll \omega \ll \omega_p/\sqrt{\epsilon_0}$  и глубина скин-слоя  $\delta = c/\omega_p$ , т. е. не зависит от частоты и выражается через концентрацию электронов и их эфф. массу *m*, т. к.  $\omega_p^2 = 4\pi N e^2/m$ . В этом же диапазоне коэф. *n* мал по сравнению с  $\kappa$  и взаимодействие электронов с поверхностью образца существенно влияет как на *n*, так и на поглощение энергии, пропорциональное мнимой части  $\epsilon$ . Сталкиваясь с поверхностью, электроны рассеиваются на статич. неоднородностях и тепловых поверхностных колебаниях (см. *Поверхность*).

Аномальный *S.-э.* описывает ситуацию при  $l > \delta$ ; он наблюдается в СВЧ-диапазоне в чистых металлах при низких темп-рах. Связь между плотностью тока *j* и полем *E* является здесь нелокальной, т. е. значение тока в нек-рой точке проводника определяется полем в окрестности этой точки с размером  $\sim l$ . Задача о распределении поля сводится к интегро-дифференц. ур-нию, решение *k*-рого даёт, в частности, асимптотич. закон убывания поля *E*. Наряду с компонентой, убывающей на расстоянии  $\sim \delta$  от поверхности, наблюдается медленное убывание на расстоянии  $\sim l$ . Выражение для  $\delta$  в этом случае иное. Напр., для предельно аномального *S.-э.*, т. е. при  $\delta \ll l$ , глубина скин-слоя

$$\delta = (vc^2/\omega\omega_p^2)^{1/3}.$$

При аномальном *S. э.* рассеяние электронов на поверхности образца мало сказывается на величине  $\delta$ . Здесь существенную роль играют электроны с малыми углами скольжения, для *k*-рых отражение близко к зеркальному. Заметно влияет на аномальный *S.-э.* пост. магн.

**СКЕЙЛИНГ** — то же, что масштабная инвариантность.

**СКИН-ЭФФЕКТ** — затухание эл.-магн. волн по мере их проникновения в проводящую среду. Переменное во времени электрич. поле *E* и связанное с ним магн. поле *H* не проникают в глубь проводника, а сосредоточены в осн. в относительно тонком приповерхностном слое толщиной  $\delta$ , называемой глубиной скин-слоя. Происхождение *S.-э.* объясняется тем, что под действием внеш. перем. поля в проводнике свободные электроны создают токи, поле *k*-рых компенсирует внеш. поле в объёме проводника. *S.-э.* проявляется у металлов, в плазме, ионосфере (на коротких волнах), в вырожденных полупроводниках и др. средах с достаточно большой проводимостью.

Глубина скин-слоя существенно зависит от проводимости  $\sigma$ , частоты эл.-магн. поля  $\omega$ , от состояния поверхности. На малых частотах  $\delta$  велика, убывает с ростом частоты и для металлов на частотах оптич. диапазона оказывается сравнимой с длиной волны  $\lambda \sim 10^5$  см. Столь малым проникновением эл.-магн. поля и почти полным его отражением объясняется металлич. блеск хороших проводников. На ещё больших частотах, превышающих плазменную частоту, в проводниках оказывается возможным распространение эл.-магн. волн. Их затухание определяется как внутризонными, так и межзонными электронными переходами (см. *Зонная теория*).

Теоретич. описание *S.-э.* сводится к решению кинетич. ур-ния для носителей заряда с целью определения связи тока с полем и последующему решению *Максвелла уравнений*. Наоб. просто описывается т. в. нормальный *S.-э.*, *k*-рый имеет место, когда  $\delta$  велика по сравнению с эфф. длиной свободного пробега *l* электронов. Величина *l* определяется расстоянием, проходимым электроном за время  $\tau$  между 2 актами рассеяния ( $\tau$  — время релаксации) либо за период поля  $1/\omega$  в зависимости от того, какая из этих длин меньше. В общем случае  $l = v/(\tau^{-1} - i\omega)$ , где *v* — скорость электрона.

При нормальном *S.-э.* распределение поля в проводнике зависит лишь от дифференц. проводимости  $\sigma$ , отличие *k*-рой от проводимости на пост.токе  $\sigma_0$  учитывается (для изотропной среды) соотношением  $\sigma = \sigma_0/(1 - i\omega\tau)$ ; оно зависит также от формы поверхности образца. Проводимость связана с диэлектрич. проницаемостью  $\epsilon$  среды соотношением  $\epsilon = \epsilon_0 + 4\pi i\sigma/\omega$ , где  $\epsilon_0$  — вклад в диэлектрич. проницаемость локализо-