

При нестационарном Д. э. разность фаз на контакте зависит от времени:

$$\hbar \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = 2eV, \quad (2)$$

где  $V$  — напряжение на контакте,  $e$  — заряд электрона. Ур-ние (2) является следствием Шрёдингера уравнения для волновой ф-ции пары сверхпроводящих электронов при наличии постоянной потенц. энергии  $2eV$  и не связано с наличием прослойки, а имеет общий характер. Частота  $\omega$  сверхпроводящего тока через контакт определяется соотношением:

$$\hbar \omega = 2eV. \quad (3)$$

Соотношения (2) и (3) называются соотношениями Джозефсона.

Нестационарный Д. э. можно рассматривать также как прохождение сверхпроводящих электронов через прослойку, сопровождающееся изменением их энергии на величину  $2eV$  в расчёте на каждую куперовскую пару. При этом процессе испускаются кванты эл.-магн. излучения с частотой  $\nu = \omega/2\pi$ , связанной с изменением энергии соотношением (3). Т. о., при нестационарном Д. э. контакт, находящийся при пост. напряжении, генерирует перем. сверхпроводящий ток. Имеет место и обратный процесс: при облучении джозефсоновского контакта СВЧ-излучением с частотой  $\Omega$ , удовлетворяющей условию

$$n\hbar\Omega = 2eV \quad (4)$$

( $n$  — целое число), прохождение сверхпроводящих электронов через контакт происходит с поглощением  $n$  фотонов внеш. поля, что приводит к появлению доп. тока через контакт, т. е. к возникновению на ВАХ участков с нулевым дифференциальным сопротивлением. Наблюдение таких участков и явилось первым косвенным обнаружением нестационарного Д. э. в 1963 [3]. Прямое наблюдение генерации СВЧ-излучения джозефсоновским контактом, находящимся под пост. напряжением, было осуществлено в 1965 [4].

Кроме туннельных структур джозефсоновские контакты могут представлять собой т. н. слабосвязанные сверхпроводники, т. е. два сверхпроводника, соединённых узким и коротким сверхпроводящим или нормальным «мостиком», тонкой прослойкой нормального металла либо с помощью точечного контакта. Аналог нестационарного Д. э. наблюдается также в очень узких однородных сверхпроводящих проволочках, где джозефсоновская генерация возникает при пропускании достаточно большого тока. Совокупность явлений, связанных с Д. э. в разл. системах, носит назв. слабой сверхпроводимости [5, 6, 7].

Д. э. подтверждает осн. концепцию совр. теории сверхпроводимости — наличие единой волновой ф-ции и фазовой когерентности спаренных электронов в сверхпроводящем состоянии. По своей доступности эксперим. исследованию Д. э. представляет собой одну из уникальных возможностей изучать проявления квантовых свойств микромира в макроскопич. масштабе.

Д. э. используют в целом ряде криогенных приборов. Соотношение (1) является основой практич. использования стационарного Д. э. в т. н. сверхпроводящих квантовых интерферометрах (*сквидсах*). ДК могут применяться в качестве генераторов и детекторов СВЧ-диапазона. Свойство ДК переключаться с нулевого на конечное напряжение при превышении током критич. значения в совокупности с малой ёмкостью позволяет использовать их в качестве быстродействующих логич. элементов ЭВМ [7, 8]. Соотношение (4) может использоваться для уточнения фундаментальных физических констант и создания стандартов напряжения. На основе Д. э. совр. методами измерено отношение  $2e/\hbar = 4,83594000 \cdot 10^{14}$  Гц/В с погрешностью  $2 \times 10^{-8}$ , что позволяет создать стандарт вольты с погрешностью  $\sim 10^{-9}$ .

Лит.: 1) Josephson B. D., Possible new effects in superconductive tunneling, «Phys. Lett.», 1962, в. 1, р. 251;

2) Anderson P. W., Rowell J. M., Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect, «Phys. Rev. Lett.», 1963, в. 10, р. 230; 3) Shapiro S., Josephson currents in superconducting tunneling: the effect of microwaves and other observations, там же, 1963, в. 11, р. 80; 4) Янсон И. К., Свистунов В. М., Дмитриенко И. М., Экспериментальное наблюдение туннельного эффекта для куперовских пар с излучением фотонов, «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 976; 5) Кулик И. О., Янсон И. К., Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М., 1970; 6) Бароне А., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984; 7) Ли Харвев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985. И. Б. Копкин.

**ДЖОНСА МАТРИЧНЫЙ МЕТОД** — способ описания амплитуды, фазы и состояния поляризации плоских монохроматич. (т. е. когерентных) эл.-магн. волн, проходящих через оптич. системы, обладающие двойным лучепреломлением и дихроизмом. Метод предложен Р. Джонсом [1] и базируется на двух понятиях: вектора Джонса, характеризующего состояние светового потока, и матрицы (оператора) Джонса, описывающей свойства оптич. системы. Физ. основой Д. м. м. является линейность ур-ний эл.-магн. поля и ур-ний связи, позволяющая применять аппарат линейной матричной алгебры. Д. м. м. часто используется для расчёта поляризац. систем, особенно в лазерной технике.

Пусть эл.-магн. волна частоты  $\omega$  в лабораторной системе координат распространяется по оси  $z$  (колебания  $E$ -волны происходят в плоскости  $xy$ ):

$$E(z, t) = \vec{E}_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \mathbf{x} + \vec{E}_y \cos(\omega t - kz + \delta_y) \mathbf{y}, \quad (*)$$

где  $k$  — волновой вектор,  $\delta$  — нач. фаза. Тогда  $E(z, t)$  можно представить в виде  $2 \times 1$  вектор-столбца:

$$E(z, t) = \begin{pmatrix} \hat{E}_x \exp(\omega t - kz + \delta_x) \\ \hat{E}_y \exp(\omega t - kz + \delta_y) \end{pmatrix} = \exp(i\omega t) \exp(-ikz) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}.$$

Ограничиваясь (как обычно в оптике) рассмотрением стационарных процессов, можно отбросить временной множитель и пользоваться кратким символич. обозначением:

$$E_{x, y} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}.$$

Интенсивность волны

$$I = E^* E$$

(\* — комплексное сопряжение).

Поскольку в рамках линейной оптики величина абс. интенсивности не существенна, для упрощения ф-л можно «нормировать» векторы, полагая  $E^* E = 1$ . В таких обозначениях вектор Джонса волны, линейно поляризованной по оси  $x$  или  $y$ , будет соответственно

$$E_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad E_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

а волн линейно поляризованной

$$E_{np} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}.$$

В общем случае два ортогональных вектора Джонса описывают две эллиптически поляризованные волны, эллипсы к-рых противоположны по направлению обхода и имеют взаимно перпендикулярные оси (т. е. наиболее общий случай полной поляризации когерентных световых потоков).

Построение матриц Джонса можно проиллюстрировать примером со световой волной, падающей нормально на пластинку из одноосного кристалла, оптич. ось к-рого  $x'$  лежит в плоскости  $xy$  и составляет с