

ЭФФЕКТЫ ДЖОЗЕФСОНА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Г. Н. ГОЛЬЦМАН

Московский государственный педагогический университет

THE JOSEPHSON EFFECTS IN SUPERCONDUCTORS

G. N. GOL'TSMAN

The Josephson effects, from the first theoretical work to contemporary studies in the foundations of superconducting computers and supersensitive magnetometers are described. The experiments on quantum interference that serve as an ostensive proof of the fact that the value of the wave function phase of superconducting electrons is observable are discussed. It is shown that superconductivity is a macroscopic quantum phenomenon.

Описаны эффекты Джозефсона – от первой теоретической работы до современных исследований основ сверхпроводящих компьютеров и сверхчувствительных магнетометров. Рассмотрены эксперименты по квантовой интерференции, демонстрирующие наблюдаемость величины фазы волновой функции сверхпроводящих электронов и наглядно показывающие, что сверхпроводимость – макроскопическое квантовое явление.

www.issep.rssi.ru

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ – МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ КВАНТОВОЕ ЯВЛЕНИЕ

Читатели “Соросовского Образовательного Журнала” уже познакомились с основными свойствами сверхпроводников в статье [1]. Для того чтобы перейти к описанию одного из самых ярких и практически важных явлений в физике сверхпроводников – эффектов Джозефсона, полезно вспомнить основные экспериментальные факты и сведения о природе сверхпроводимости.

При понижении температуры многие металлы и сплавы переходят в сверхпроводящее состояние. Этот переход происходит при вполне определенной для каждого материала температуре T_c , называемой критической. Сверхпроводимость характеризуется идеальной электропроводностью (сопротивление электрическому току равно нулю, если плотность тока меньше некоторой критической величины j_c) и идеальным диамагнетизмом (индукция магнитного поля внутри сверхпроводника равна нулю, если ее значение снаружи меньше критического B_c).

В микроскопической теории сверхпроводимости важным моментом является объяснение достаточно сильного притяжения между двумя электронами, возникающего при поляризации кристаллической решетки. Два электрона с противоположными спинами и направлениями движения объединяются в пару, называемую куперовской (по имени американского ученого Л. Купера, впервые показавшего, что такие два электрона образуют связанное состояние). Эти пары обладают нулевым суммарным спином и поэтому являются бозе-частицами (то есть частицами, подчиняющимися статистике Бозе–Эйнштейна). Такие частицы обладают замечательным свойством: если температура ниже T_c , они могут скапливаться на самом нижнем энергетическом уровне (в основном состоянии). Чем больше их там соберется, тем труднее какой-либо частице выйти из этого состояния. Для этого необходимо преодолеть энергетический барьер величиной 2Δ (по Δ на каждый электрон в паре). Все частицы при этом описываются

единой волновой функцией или, другими словами, когерентны. Характерное расстояние между двумя электронами в куперовской паре, называемое длиной когерентности ξ , различно для разных сверхпроводников и может принимать значения 10^{-7} – 10^{-5} см.

Таким образом, сверхпроводимость можно представить себе так. При $T < T_c$ электрический ток переносится куперовскими парами, то есть элементарными носителями тока с зарядом $2e$ (e – заряд электрона). При этом какой-либо частице совсем не просто рассеяться на примесном атоме или каком-либо другом дефекте кристаллической решетки металла, включая тепловые колебания ионов. Для этого ей нужно преодолеть сопротивление всех остальных подобных частиц.

Так как электрическое сопротивление равно нулю, то возбужденный в сверхпроводящем кольце ток будет существовать бесконечно долго. Электрический ток в этом случае напоминает ток, создаваемый электроном на орбите в атоме Бора: это как бы очень большая боровская орбита. Незатухающий ток и создаваемое им магнитное поле (рис. 1) не могут иметь произвольную величину, они квантуются так, что магнитный поток, пронизывающий кольцо, принимает значения, кратные элементарному кванту потока $\Phi_0 = h/(2e) = 2,07 \times 10^{-15}$ Вб (h – постоянная Планка).

В отличие от электронов в атомах и других микро-частиц, поведение которых описывается квантовой теорией, сверхпроводимость – макроскопическое квантовое явление. Действительно, длина сверхпроводящей проволоки, по которой течет незатухающий ток, может достигать многих метров и даже километров. При этом носители тока в ней описываются единой волновой функцией. Это не единственное макроскопическое квантовое явление. Другим примером может служить

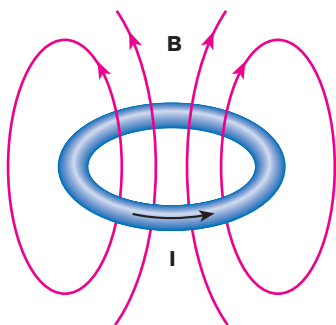


Рис. 1. Незатухающий ток в сверхпроводящем кольце и создаваемое им магнитное поле не могут иметь произвольную величину: они квантуются так, что магнитный поток, пронизывающий кольцо, принимает значения, кратные элементарному кванту потока $\Phi_0 = h/(2e) = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб

сверхтекучесть в жидком гелии или в веществе нейтронных звезд.

В 1962 году появилась статья [2] никому до того неизвестного автора Б. Джозефсона, в которой теоретически предсказывалось существование двух удивительных эффектов: стационарного и нестационарного. Джозефсон теоретически изучал туннелирование куперовских пар из одного сверхпроводника в другой через какой-либо барьер. Прежде чем переходить к первому эффекту Джозефсона, остановимся кратко на туннелировании электронов между двумя частями металла, разделенными тонким слоем диэлектрика.

ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ

Туннельный эффект – это типичная задача квантовой механики. Частица (например, электрон в металле) подлетает к барьеру (например, к слою диэлектрика), преодолеть который она по классическим представлениям никак не может, так как ее кинетическая энергия недостаточна, хотя в области за барьером она со своей кинетической энергией вполне могла бы существовать. Напротив, согласно квантовой механике, прохождение барьера возможно. Частица с некоторой вероятностью может как бы пройти по туннелю через классически запрещенную область, где ее потенциальная энергия как бы больше полной, то есть классическая кинетическая энергия как бы отрицательна. На самом деле с точки зрения квантовой механики для микрочастицы (электрона) справедливо соотношение неопределенностей $\Delta x \Delta p > h$ (x – координата частицы, p – ее импульс). Когда малая неопределенность ее координаты в диэлектрике $\Delta x = d$ (d – толщина слоя диэлектрика) приводит к большой неопределенности ее импульса $\Delta p \geq h/\Delta x$, а следовательно, и кинетической энергии $p^2/(2m)$ (m – масса частицы), то закон сохранения энергии не нарушается. Опыт показывает, что действительно между двумя металлическими обкладками, разделенными тонким слоем диэлектрика (туннельный переход), может протекать электрический ток тем больший, чем тоньше диэлектрический слой.

СТАЦИОНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА

Джозефсон рассматривал частный случай туннельного эффекта – туннелирование куперовских пар – и предсказал существование двух эффектов. Первый из них состоит в том, что через туннельный переход с тонким слоем диэлектрика, когда его толщина меньше или порядка длины когерентности ξ ($d \leq \xi$), возможно протекание сверхпроводящего тока, то есть тока без сопротивления. Предсказывалось, что критическое значение этого тока будет своеобразно зависеть от внешнего магнитного поля. Если ток через такой переход станет

больше критического, то переход будет источником высокочастотного электромагнитного излучения. Это нестационарный эффект Джозефсона, который мы рассмотрим позже.

Понадобилось немного времени, чтобы обнаружить эти эффекты экспериментально. Более того, вскоре стало ясно, что эффекты Джозефсона присущи не только туннельным переходам, но и более широкому классу объектов — сверхпроводящим слабым связям, то есть участкам сверхпроводящей цепи, в которых критический ток существенно подавлен, а размер участка порядка длины когерентности ξ .

В основе эффектов Джозефсона лежат квантовые свойства сверхпроводящего состояния (см. выше). Действительно, сверхпроводящее состояние характеризуется когерентностью куперовских пар: эти пары электронов находятся на одном квантовом уровне и описываются общей для всех пар волновой функцией, ее амплитудой и фазой. Они когерентны как частицы света — фотоны в излучении лазера, которое также характеризуется амплитудой и фазой электромагнитной волны.

Представим теперь себе два массивных куска одного и того же сверхпроводника, полностью изолированных друг от друга. Так как оба они находятся в сверхпроводящем состоянии, каждый из них будет характеризоваться своей волновой функцией. Поскольку материалы и температуры одинаковы, модули обеих волновых функций должны совпадать, а фазы произвольны. Однако, если установить между ними хотя бы слабый контакт, например туннельный, куперовские пары будут проникать из одного куска в другой и установится фазовая когерентность. Возникнет единая волновая функция всего сверхпроводника, которую можно рассматривать как результат интерференции волновых функций двух половинок. Ниже будет показано, что сверхпроводники со слабыми связями дают уникальную возможность наблюдения фазы волновой функции в макроскопическом масштабе аналогично проявлению фазы электромагнитной волны в явлениях интерференции в оптике.

Следует заметить, что слабая связь между двумя сверхпроводниками — это просто удобный объект для обнаружения интерференционных эффектов. Однако такие эффекты были известны сравнительно давно. Один из ярких примеров — квантование магнитного потока и тока в сверхпроводящем кольце. Действительно, сверхпроводящий ток может принимать только такие значения, при которых на длине кольца может уложиться целое число длин волн волновой функции сверхпроводящих электронов, то есть при обходе по контуру кольца волновая функция в каждой точке попадает в фазу сама с собой. Еще раз видна полная аналогия с квантованием орбит в атоме Бора.

Как уже упоминалось, стационарный эффект Джозефсона состоит в том, что достаточно слабый ток I (меньший критического тока слабой связи I_c) протекает без сопротивления, то есть на ней не происходит падения напряжения. Джозефсон получил следующее выражение для тока I :

$$I = I_c \sin \varphi, \quad (27)$$

где φ — разность фаз волновых функций по разные стороны слабой связи. В своей работе [2] Джозефсон предсказал, что в области диэлектрической прослойки будут интерферировать когерентные токи, исходящие из обоих сверхпроводников, так же как световые волны от двух когерентных источников. Поэтому результирующий ток оказывается пропорциональным синусу разности фаз.

Через год после предсказания Джозефсона этот эффект проверил прямым экспериментом Дж. Роуэлл. В туннельных экспериментах такого рода, когда диэлектрическая прослойка очень тонка, основная трудность состоит в устранении контакта металлических обкладок из-за дефектов диэлектрика. Надо каким-то образом доказать, что наблюдаемый ток не является следствием тривиальных закортков, а действительно является туннельным током. Для этого Дж. Роуэлл поместил туннельный переход в магнитное поле, направленное вдоль плоскости барьера. Естественно, что магнитное поле не может влиять на закортки и в этом случае ток практически не изменился бы. Однако даже очень слабое магнитное поле влияло на ток, причем совершенно нетривиальным образом.

Дело в том, что магнитное поле изменяет фазу волновой функции сверхпроводящих электронов. Поскольку в этом, пожалуй, наиболее ярко проявляется макроскопический квантовый характер сверхпроводящего состояния и эти явления продолжают оставаться в центре внимания и в настоящее время, рассмотрим их более подробно.

КВАНТОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Уже в первом эксперименте было обнаружено, что макроскопический сверхпроводящий ток I_c в магнитном поле, параллельном плоскости контакта, немонотонно зависит (с периодом, равным кванту потока Φ_0) от величины магнитного потока Φ , проникающего в контакт. Эта зависимость показана на рис. 2. Как видно из рисунка, в случае, когда поток равен целому числу квантов Φ_0 , происходит компенсация токов, текущих в противоположные стороны в разных точках контакта, и результирующий критический ток оказывается равным нулю. Этот график аналогичен зависимости интенсивности света на экране при дифракции на одиночной щели от

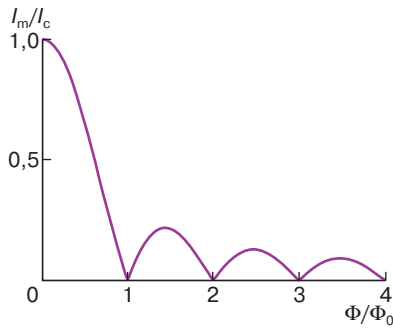


Рис. 2. Зависимость критического тока I_m (нормированного на критический ток при отсутствии поля I_c) джозефсоновского контакта от величины потока внешнего магнитного поля

расстояния до центральной точки и наглядно демонстрирует волновые свойства сверхпроводящих токов.

Чтобы рассмотрение этого явления стало более простым, включим туннельный контакт в сверхпроводящий контур (кольцо). Магнитный поток Φ через площадь сверхпроводящего кольца (не содержащего контакта) строго постоянен. Его значение, как уже говорилось, квантуется. Оно равно целому числу квантов Φ_0 , и изменить его, не переводя кольцо в нормальное состояние, невозможно. Но если кольцо содержит слабую связь, то магнитный поток может меняться — кванты потока проникают в контур через это слабое место.

Посмотрим, как при изменении внешнего магнитного поля меняется величина потока Φ и тока I в кольце со слабой связью. Пусть сначала внешнее поле и ток в контуре равны нулю (рис. 3, а). Поток Φ при этом тоже равен нулю. Увеличим внешнее поле — по закону индукции Фарадея в контуре появится сверхпроводящий ток, своим магнитным полем по закону Ленца компенсирующий внешний поток. Так будет происходить, пока ток в контуре не станет равным критическому току контакта I_c (рис. 3, б). Для простоты рассмотрения выберем площадь кольца такой, чтобы при $I = I_c$ внешнее поле создавало поток Φ , равный половине кванта потока: $\Phi = \Phi_0/2$.

Как только ток станет больше I_c , сверхпроводимость в контакте нарушится и в контур войдет квант потока Φ_0 (рис. 3, в). При этом отношение Φ/Φ_0 скачком увеличится на единицу, а направление тока изменится на противоположное, хотя его величина останется прежней I_c . Действительно, если до вхождения кванта потока Φ_0 ток I_c полностью экранировал внешний поток $\Phi = \Phi_0/2$, то после вхождения он должен усиливать внешний поток $\Phi_0/2$ до значения Φ_0 . Таким образом, контур перешел в новое квантовое состояние.

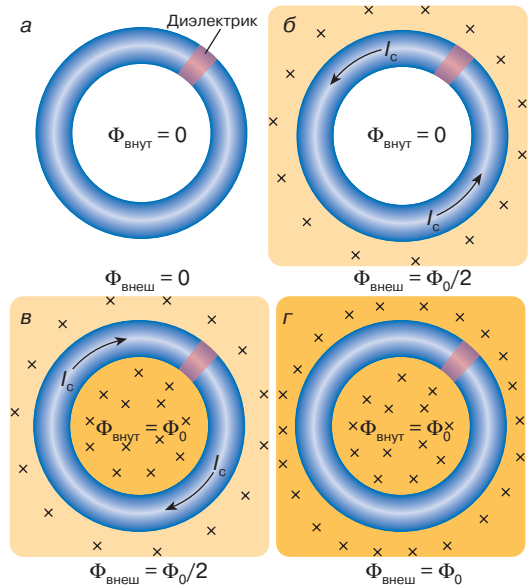


Рис. 3. Сверхпроводящий контур с джозефсоновским элементом во внешнем магнитном поле

При дальнейшем увеличении внешнего поля ток в кольце будет уменьшаться, а поток будет оставаться равным Φ_0 . Ток обратится в нуль, когда внешний поток станет равным Φ_0 (рис. 3, д), а затем ток потечет в обратном направлении, частично экранируя внешний поток. При внешнем потоке $3\Phi_0/2$ ток опять станет равным I_c , сверхпроводимость нарушится, войдет следующий квант потока и т.д. Ступенчатый характер рассмотренных зависимостей позволяет почувствовать отдельные кванты потока, а ведь эта величина очень мала, всего лишь порядка $\sim 2 \cdot 10^{-15}$ Вб.

Особенно ярко когерентные свойства сверхпроводящего состояния проявляются при включении в контур двух джозефсоновских контактов (рис. 4, а). Полный ток I при этом определяется интерференцией токов, протекающих через контакты:

$$I_m = I_c \sin \varphi_1 + I_c \sin \varphi_2, \quad (28)$$

где φ_1 и φ_2 — скачки фаз волновых функций на переходах, а критические токи обоих контактов для простоты взяты одинаковыми и равными I_c . В результате критический ток I_m периодически зависит от внешнего магнитного поля и обращается в нуль, когда поток равен полуцелому числу квантов (рис. 4, б). Эта зависимость в точности соответствует оптическому аналогу — зависимости интенсивности света на экране от расстояния при дифракции на двух щелях.

Описанные явления лежат в основе интересных и важных устройств — сверхпроводниковых квантовых интерферометров.

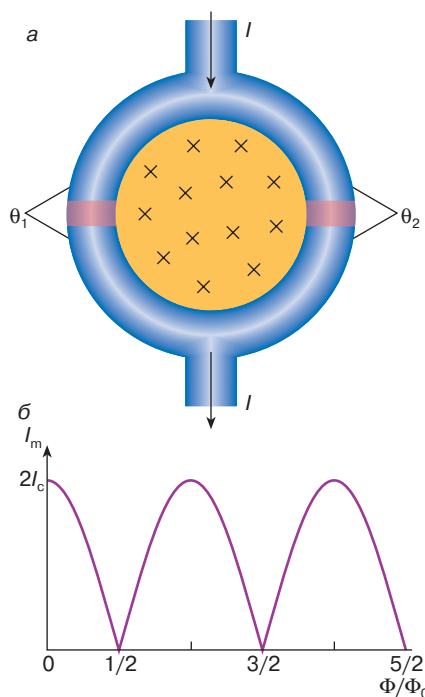


Рис. 4. Двухконтактный интерферометр. Схема (а) и зависимость критического тока от величины магнитного потока (б)

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Из описания квантовой интерференции сверхпроводящих токов при помещении контура с одной или двумя слабыми связями в магнитное поле видно, что это явление аналогично интерференции света. В оптических интерферометрах световую волну обычно расщепляют на две идущие по разным путям. Для этого используют или две щели в непрозрачной перегородке, или два зеркала, или полупрозрачную пластинку, или другие приспособления. В одну из половинок вносят, например, изучаемый прозрачный объект и по возникшей разности фаз находят его толщину, показатель преломления и другие характеристики. Эта аналогия объясняет смысл термина “сверхпроводниковый квантовый интерферометр” или сокращенно “сквид” (по сокращению слов в английском написании). В сквиде сверхпроводящий ток также расщепляется на две части, каждая из которых (или только одна) проходит свой туннельный контакт, а затем они сводятся вместе. Разность фаз при этом изменяется с помощью магнитного поля, и поэтому его поток или индукцию можно измерять таким интерферометром.

В работающем сквиде можно предварительно создать небольшой постоянный ток (смещение). Тогда в

непосредственной окрестности тех точек, где критический ток равен нулю, сверхпроводимость туннельных контактов (или слабых связей) разрушится и присоединенный к сквиду вольтметр покажет падение напряжения. Тогда уже при изменении потока на сотые или даже тысячные доли кванта Φ_0 вблизи такой точки на сквиде появится достаточно большое напряжение, пропорциональное величине магнитного поля. Таким путем чувствительность к магнитному потоку доводят до $(10^{-5} - 10^{-6})\Phi_0$. Применяя преобразователи различных физических величин в поток магнитного поля, получают очень чувствительные измерители тока, напряжения, температуры и т.д.

На практике наибольшее распространение сквиды получили в медицине, физике и дефектоскопии. Их большие преимущества перед другими приборами для измерения магнитных полей — сверхвысокая чувствительность и возможность бесконтактных измерений. Это позволяет регистрировать очень слабые магнитные поля, связанные со слабыми электрическими токами, возникающими в живых организмах. Удастся регистрировать магнитокардиограммы, магнитоэнцефалограммы, магнитограммы работы мышц, желудка, глаза. Однако при этом требуется экранированная комната, так как соответствующее магнитное поле на несколько порядков величины меньше магнитного поля Земли.

В геофизике с помощью сквид-магнитометров можно вести геологическую разведку с самолета или спутника, изучать такие активные процессы в Земле, как извержения вулканов, предсказывать землетрясения.

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ СУПЕРКОМПЬЮТЕР

Тенденции развития современных компьютеров легко наблюдаемы, их материальная база развивается в основном в сторону увеличения быстродействия и степени интеграции (числа элементов памяти, логики и т.д. на единицу площади чипа). В большинстве компьютеров используется двоичная система счисления, в которой имеются всего два числа: нуль и единица. Обычно это означает отсутствие или наличие напряжения на выходе полупроводникового транзистора.

Использование полупроводниковой элементной базы в компьютерах имеет свои технические ограничения: все труднее повышать быстродействие, уменьшать размеры, а также отводить лишнее тепло. При большой плотности размещения транзисторов даже при небольшом тепловыделении каждого из них общее количество тепла становится чрезмерным.

Идея использования джозефсоновских переходов в качестве элементной базы компьютеров появилась уже довольно давно. И если задача получения малых

размеров переходов (плотность упаковки) и малого тепловыделения (в сверхпроводящем состоянии тепло вообще не рассеивается) довольно легко решается, то сверхвысокого быстродействия достичь долго не удавалось.

Принципиально новое решение этой проблемы было впервые предложено в группе профессора К.К. Ли-Харева в МГУ. Для обработки и запоминания информации здесь используется квант магнитного потока, то есть нуль и единица — отсутствие или наличие в джозефсоновской ячейке одного кванта потока. Логические элементы с джозефсоновскими переходами, в которых проводится квантование магнитного потока, называются квантронами. Расчеты и эксперименты показывают, что квантроны обладают очень высоким быстродействием, достигающим значений 10^{12} операций в секунду. Однако они не подчиняются традиционным правилам схемотехники и их следует применять в схемах нового типа. Здесь информация передается от одного элемента к другому с помощью кванта магнитного потока, поэтому обязательным условием является близкое расположение элементов. Характерные расстояния, разделяющие при этом элементы, достигают величин порядка десятых долей микрона. Такие схемы выгодно применять, например, при создании регистров сдвига — устройств с передачей информации вдоль периодической структуры элементов логики, причем информация смещается на единичный период при введении или изъятии единичного кванта потока.

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА

Туннелирование куперовских пар при электрическом напряжении

Мы рассматривали явления на туннельном контакте двух сверхпроводников с тонкой диэлектрической прослойкой, когда через него пропускают ток, меньший или равный критическому. Теперь перейдем к случаю, когда ток превышает критический и на сверхпроводящем туннельном контакте появляется падение напряжения. Оказывается, приложение постоянного напряжения V приводит к тому, что такой переход начинает самопроизвольно генерировать переменный ток, частота которого ω задается фундаментальным соотношением Джозефсона:

$$2eV = \hbar\omega \quad (29)$$

Эта формула имеет совершенно ясную интерпретацию. Действительно, если на туннельном переходе падает напряжение V , то электроны в одной из металлических обкладок будут обладать потенциальной энергией, большей на eV , чем электроны в другой. В сверхпрово-

дящей обкладке ток переносится куперовскими парами, суммарный заряд которых $2e$, а избыточная потенциальная энергия $2eV$. В результате туннелирования сквозь диэлектрик электрон попадает в другую металлическую обкладку и должен каким-то образом уменьшить свою энергию, чтобы перейти в равновесное состояние, в котором находятся остальные электроны. В обычном металле это произойдет вследствие возбуждения тепловых колебаний в кристаллической решетке. Путем таких столкновений избыточная энергия перейдет в тепло. Подобные столкновения приводят в металлах к электрическому сопротивлению, в сверхпроводнике же оно отсутствует. В нем куперовская пара не может отдать избыточную энергию решетке, пока эта энергия меньше 2Δ — энергии связи пары. Единственный выход — отдать избыточную энергию $2eV$ в виде кванта электромагнитного излучения $\hbar\omega$.

Излучение электромагнитных волн при приложении к джозефсоновскому переходу напряжения происходит аналогично излучению света атомами. Электрон в атоме, обладая избыточной энергией (находясь в возбужденном состоянии), переходит на более низкий уровень энергии, также излучая квант света. Отличие в том, что электроны в атомах, как и в нормальных металлах, подчиняются статистике Ферми—Дирака и, если какое-либо состояние занято другим электроном, такой переход невозможен. Куперовские пары подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна, и для них нижний уровень энергии всегда неограниченно свободен. В этом смысле они напоминают скорее когерентные фотоны в излучении лазера.

Частота джозефсоновской генерации довольно высока, отношение $2e/h$ численно равно примерно 500 МГц/мкВ. Поэтому, когда напряжение равно, скажем, миллионной доле вольта, частота излучения соответствует диапазону ультракоротких радиоволн (длина волны ~ 60 см). Надо сказать, что это излучение не так легко вывести из узкой щели между сверхпроводящими пленками, где оно генерируется. Да и мощность его очень мала. Поэтому экспериментальное обнаружение излучения Джозефсона было непростой задачей. Тем не менее спустя всего лишь два года после опубликования статьи Джозефсона оно было обнаружено в Харьковском физико-техническом институте низких температур учеными И.М. Дмитренко, В.М. Свистуновым и И.К. Янсоном.

Легче всего наблюдать нестационарный эффект Джозефсона косвенным образом — по особенностям на вольт-амперных характеристиках контактов.

Мы уже знаем, что, если через джозефсоновский переход пропускать ток, больший критического, напряжение на переходе и ток через него кроме постоянной составляющей будут иметь и переменную составляющую,

частота которой определяется фундаментальным соотношением Джозефсона (2). Если теперь переход поместить во внешнее высокочастотное электромагнитное поле, то, если частота этого поля совпадает с частотой джозефсоновской генерации, должен возникнуть резонанс. Оказывается, он возникает не только при совпадении частот, но и когда частота джозефсоновской генерации кратна (в целое число раз больше) частоте внешнего поля. Действительно, вольт-амперная характеристика для усредненных значений тока и напряжения имеет вид ступенчатой кривой (см. рис. 5). Расстояния по напряжению между ступеньками в точности равны $\hbar\omega/(2e)$. На возможность наблюдения таких ступенек указывал в своей работе Джозефсон, а обнаружены они были впервые американским ученым Шапиро, что явилось первым доказательством существования нестационарного эффекта Джозефсона. Эти ступеньки так и называются – ступеньки Шапиро.

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Как следует из (3), множителем, связывающим частоту излучения и приложенное напряжение, является удвоенная величина e/h – отношение заряда электрона к постоянной Планка. Ступеньки Шапиро, возникающие на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода под действием внешнего высокочастотного поля (рис. 5), позволяют вместо очень слабой джозефсоновской генерации измерять частоту этого внешнего поля. Таким образом, измеряя напряжения ступенек и частоту электромагнитного излучения, можно вычислить отношение e/h . Следует подчеркнуть, что радиочастота – одна из немногих физических величин, которые могут быть измерены с очень высокой точностью и, хотя электрическое напряжение не удается измерять столь же точно, в целом точность определения отношения e/h с помощью нестационарного эффекта Джозефсона оказалась гораздо более высокой, чем это было раньше.

Чем же важны измерения отношения e/h и почему необходимо повышать точность таких измерений? В фундаментальном разделе современной теоретической физики – квантовой электродинамике величина этого отношения, а точнее, постоянная тонкой структуры атома водорода $\alpha = e^2/(\hbar c)$ вычисляется с очень высокой точностью. Доступная для измерений точность этой величины до применения эффекта Джозефсона была далеко не достаточной (в основном из-за недостаточной точности измерения постоянной Планка \hbar), так что существенное расхождение между теоретическим и экспериментальными значениями можно было приписать проявлению границ применимости квантовой

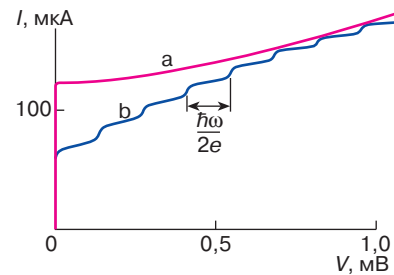


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода: *а* – без внешнего высокочастотного электромагнитного поля, *б* – высокочастотное поле включено

электродинамики как таковой. При использовании эффекта Джозефсона реально удалось повысить точность измерения величины e/h в 20 раз и оказалось, что границы применимости квантовой электродинамики не проявляются.

Похожие эксперименты используются для создания стандартов единицы напряжения – вольта. Дело в том, что существующие гальванические стандарты вольта медленно меняются во времени – плывут, относительное изменение составляет примерно $3 \cdot 10^{-7}$ в год. Периодическое сравнение уровня напряжения эталона с экспериментально определенным согласно соотношению (3) при воздействии излучения с очень высокой стабильностью частоты на контакт Джозефсона позволяет вводить необходимую поправку и получить в целом гораздо более стабильный стандарт вольта. Основная трудность, с которой приходится сталкиваться в такого рода задаче, состоит в том, что типичное напряжение на контакте мало, составляет малую долю вольта. Поэтому для получения напряжения в один вольт соединяют последовательно большое число контактов и синхронизируют их джозефсоновскую генерацию с помощью внешнего излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт Н.Б. Сверхпроводимость // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 1. С. 100–107.
2. Josephson B.D. Possible New Effect in Superconductive Tunneling // Phys. Lett. 1962. Vol. 1. P. 251.

Рецензенты статьи А.И. Морозов, А.С. Сигов

* * *

Григорий Наумович Гольцман, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей и экспериментальной физики Московского педагогического государственного университета. Автор более ста научных работ.