1967 г. Февраль *Том 91, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.312.62

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

ЭФФЕКТЫ ДЖОЗЕФСОНА *)

Д. Н. Лангенберг, Д. Дж. Скалапино и Б. Н. Тейлор

Четыре года назад Бриан Д. Джозефсон, тогда еще студент-дипломник Кэмбриджского университета, предсказал замечательное явление. Опираясь на чисто теоретический анализ сверхпроводимости (резкого исчезновения электрического сопротивления некоторых веществ при температурах, близких к абсолютному нулю), Джозефсон пришел к выводу о том, что сверхпроводящий ток, определяемый коррелированными парами электронов, может протекать через пленку изолятора, разделяющую два сверхпроводника, если ее толщина достаточно мала. Он показал далее, что это «туннелирование» электронных пар через изолятор может принимать две формы, которые и называются теперь эффектами Джозефсона. Оба эти эффекта были недавно найдены экспериментально.

Для того чтобы понять природу эффектов Джозефсона, рассмотрим, что происходит при протекании тока через сверхпроводник. Если пропускать ток через брусок из сверхпроводящего вещества, то вольтметр, присоединенный к концам этого бруска, покажет, что падение напряжения на нем равно нулю (рис. 1, *а*). Таким образом, брусок не имеет сопротивления и, как говорят, находится в сверхпроводящем состоянии. Если разрезать теперь этот брусок на две части и разнести их на некоторое расстояние, равное, скажем, одному сантиметру, то ток через такую открытую цепь прекратится, а вольтметр покажет напряжение, равное напряжению источника тока (например, батареи) в открытой цепи (рис. 1, *б*).

Если, однако, уменьшить расстояние между двумя кусками примерно до десяти ангстрем, может возникнуть одно из двух удивительных явлений. Возможно, что вольтметр по-прежнему не будет показывать падения напряжения между этими кусками сверхпроводника, но, несмотря на пространственное их разделение, через цепь будет проходить ток (рис. 1, *в*). Другими словами, ток может протекать без сопротивления не только через два куска сверхпроводника, но и через щель между ними. Это явление называется стационарным эффектом Джозефсона.

Может быть и так, что при наличии тока в цепи вольтметр показывает падение напряжения. При этом из щели между сверхпроводниками излучаются высокочастотные электромагнитные волны, что указывает на присутствие там переменного тока (рис. 1, *г*). Это явление называется нестационарным эффектом Джозефсона. Оба эти эффекта являются следствием особой природы сверхпроводящего состояния.

---

*) Donald N. Langenberg, Douglas J. Scalapino and Barry N. Taylor, The Josephson Effects. Scientific American **214**, № 5, 30 (1966). Перевод Р. А. Суриса.

Исследование этих двух эффектов уже сделало важный вклад в наше понимание сверхпроводимости, и сейчас представляется, что они могут иметь и технические приложения, такие, как генерация коротковолнового электромагнитного излучения, измерение очень малых магнитных полей и создание эталонов напряжения высокой точности. Возможно, более важно то, что эффекты Джозефсона позволяют физикам глубже понять явление сверхпроводимости и измерять некоторые фундаментальные физические постоянные с недостижимой ранее точностью. Прежде чем

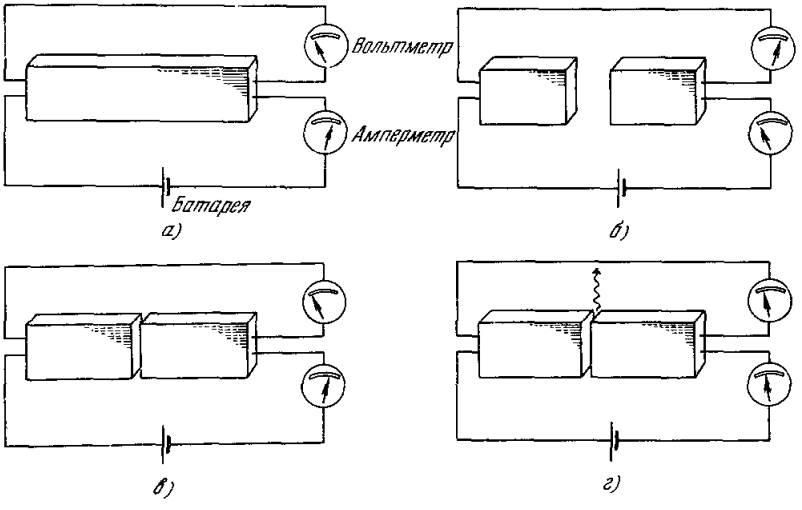


Рис. 1.

переходить к обсуждению деталей этих несколько экзотических явлений и их связи со сверхпроводимостью, мы рассмотрим некоторые из наиболее существенных особенностей сверхпроводящего состояния.

Явление сверхпроводимости было открыто Камерлинг-Оннесом (Нидерланды) в 1911 г. Он обнаружил, что если образец ртути охладить ниже некоторой характерной температуры, называемой теперь температурой сверхпроводящего перехода, то в нем пропадает сопротивление электрическому току. С 1911 г. число сверхпроводников возросло до нескольких сотен, причем ими оказались металлы, многие металлические сплавы и даже несколько полупроводников. Температуры перехода всех известных сверхпроводников лежат ниже 20° К, причем в большинстве случаев они лежат ниже 5° К, т. е. это температуры, достижимые при охлаждении с помощью жидкого гелия или благодаря использованию более тонкой техники. Экспериментальное изучение сверхпроводимости относится к физике низких температур.

Несколько десятилетий после открытия Оннеса полагали, что металл в сверхпроводящем состоянии можно рассматривать просто как вещество с равным нулю электрическим сопротивлением, или бесконечной проводимостью. В 1933 г. немецкие исследователи В. Мейсснер и Р. Оксенфельд обнаружили, что дело не только в этом. Они нашли, что приложенное извне магнитное поле выталкивается из сверхпроводника как в том случае, когда сверхпроводник охлаждается ниже температуры перехода в присутствии магнитного поля, так и тогда, когда поле включается после перехода вещества в сверхпроводящее состояние. Если бы сверхпроводник был просто веществом с бесконечной проводимостью, то хотя он и вел бы себя во втором случае так, как это было обнаружено, в первом

случае возникло бы «вмораживание» магнитного поля и оно бы не выталкивалось. Таким образом, этот эффект, называемый теперь эффектом Мейсснера, является следствием не бесконечной проводимости, а какого-то другого и, по-видимому, более фундаментального свойства сверхпроводящего состояния.

Эффект Мейсснера и некоторые другие свойства сверхпроводников привели физика-теоретика Фритца Лондона к очень глубокому пониманию природы сверхпроводимости. В 1935 г. он предположил, что сверхпроводящее состояние представляет собой проявление квантовомеханических закономерностей в макроскопических масштабах — это состояние с дальним порядком, при котором движение значительной части электронов коррелировано во всем объеме сверхпроводника. В некотором смысле кусок металла в сверхпроводящем состоянии подобен одной гигантской молекуле. Эта идея привела к качественному пониманию многих замечательных свойств сверхпроводников. Она позволила объяснить, например, причину бесконечной проводимости. Сопротивление нормального металла обусловлено тем, что любое согласованное движение электронов в одном направлении быстро затухает вследствие рассеяния отдельных электронов на колебаниях атомов металла или на примесях и дефектах в его структуре. Если, однако, электроны находятся в таком состоянии, что движение каждого из них скоррелировано с движением всех остальных, и если эта корреляция распространяется на весь кусок металла, то в рассеяние одного электрона с необходимостью должны вовлекаться все остальные. Это свойство «united we stand, divided we fall» делает рассеяние электронов невозможным или по крайней мере в высшей степени маловероятным, и сверхпроводящий ток, однажды возникнув, оказывается нечувствительным к рассеянию, приводящему к затуханию нормального тока.

Хотя идея Лондона была новой и плодотворной точкой зрения на сверхпроводимость, микроскопические причины и природа сверхпроводящего состояния не были по-настоящему понятны вплоть до 1957 г., когда Джон Бардин, Л. Н. Купер и Дж. Р. Шриффер из Иллинойского университета опубликовали широко известную теперь теоретическую статью о сверхпроводимости. Согласно их теории сверхпроводимость обусловлена существованием в металле сил притяжения между электронами. Электроны, имеющие отрицательный заряд, отталкиваются в пустоте. В металлах же это не обязательно так. Отрицательно заряженный электрон, двигаясь в решетке металла, притягивает положительно заряженные металлические ионы. Это приводит к деформации решетки, и у электрона возникает «хвост» избыточного положительного заряда, который может притягивать другой электрон. Таким образом, в металле в дополнение к обычному отталкиванию между электронами может возникнуть притяжение, обусловленное решеткой ионов. Для того чтобы металл мог стать сверхпроводником, необходимо, чтобы эта обусловленная решеткой сила притяжения превзошла силу отталкивания — полное взаимодействие между электронами должно быть притягивающим.

Причастность решетки к притяжению между электронами объясняет тот странный с первого взгляда факт, что сверхпроводимость никогда не наблюдалась в металлах, которые являются лучшими проводниками, таких, как медь и серебро, и в то же время она характерна для плохих проводников, таких, как свинец и олово. Высокая проводимость меди и серебра является следствием сравнительно слабого взаимодействия электронов с решеткой в этих металлах. Это уменьшает рассеяние отдельных электронов, препятствующее проводимости в нормальном, или несверхпроводящем, состоянии. Это, однако, уменьшает и ответственное

за сверхпроводимость притяжение между электронами. Силы притяжения приводят к образованию «связанных пар» электронов с противоположными импульсами и спинами. Энергия связи такой пары очень мала. Это проявляется в том, что пары разрушаются, и сверхпроводимость пропадает из-за теплового беспорядка при температурах, всего лишь на несколько градусов превышающих абсолютный нуль. Из-за слабости взаимодействия среднее расстояние между электронами в паре оказывается равным нескольким тысячам расстояний между ионами решетки. Так как обычно на каждый ион решетки приходится несколько электронов, электроны в каждой паре находятся в области, содержащей в то же самое время миллионы других электронных пар. Это пространственное перекрытие пар имеет важное следствие, обусловленное квантовомеханическим принципом, называемым принципом запрета, смысл которого состоит в том, что два электрона с одинаковыми спинами не могут одновременно находиться в одной и той же точке пространства. Чтобы удовлетворить этому принципу, все пары должны двигаться коррелированным образом. Согласно теории Бардина — Купера — Шриффера эта корреляция заключается в том, что импульсы центра инерции всех пар оказываются равными друг другу. Равенство импульсов центров инерции электронных пар во всем объеме сверхпроводника и есть тот дальний порядок, который был предсказан Лондоном. Все пары связаны друг с другом требованием равенства импульсов их центров инерции. В силу кооперативного характера этого упорядочения импульсов возмущение одной пары приводит к возмущению всех остальных.

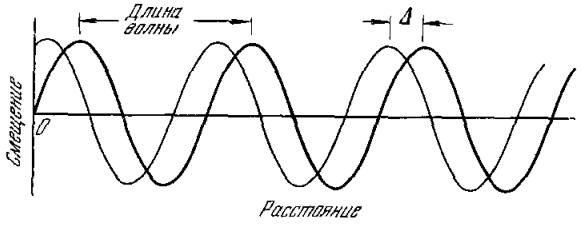


Рис. 2.

При квантовомеханическом описании такого упорядочения необходимо принимать во внимание волновую природу электронов. Пара с импульсом центра инерции p может быть описана волной, длина которой есть h/p, где h — постоянная Планка. В терминах квантовой механики равенство импульсов центров масс всех пар означает, что равны друг другу длины волн, описывающих пары. Имеется, однако, нечто большее, что характеризует корреляцию в сверхпроводнике. На рис. 2 представлены две волны с одинаковыми длинами, но отличающиеся друг от друга. Они могут быть сделаны одинаковыми, если сдвинуть более светлую волну вперед на некоторое расстояние Δ. Тогда о них говорят как о волнах с одинаковой фазой. В сверхпроводнике все волны, описывающие пары, имеют не только одинаковые длины волн, но и одинаковые фазы.

Еще раз обратим внимание на то, что фаза электронной пары есть чисто квантовомеханическое понятие, обусловленное волновыми свойствами материи. Равенство фаз всех пар в сверхпроводнике представляет собой квантовомеханический эффект, проявляющийся в макроскопических масштабах. Равенство фаз вытекает из энергетических соображений. Оно обеспечивает минимум средней энергии связи системы перекрывающихся пар, если учесть принцип запрета. Это и есть точное квантовомеханическое утверждение, соответствующее факту равенства импульсов центров инерции всех пар. Мы должны подробно разъяснить понятие фазы, поскольку оно является ключом к пониманию эффектов Джозефсона.

Фазой периодического движения называют часть цикла (умноженную на 2π), на которую изменилось состояние системы по сравнению с неко-

торой заданной начальной конфигурацией. Примером, поясняющим понятие фазы, может служить колесо с меченой спицей (рис. 3). В качестве начального взято положение, в котором меченая спица направлена вертикально вниз (первое положение). В положении *2* колесо повернуто на половину окружности, и мы говорим, что этому положению соответствует фаза π. Сравнивая положения *1* и *4*, мы видим, что физические конфигурации колеса, соответствующие нулевой фазе и фазе 2π, одинаковы. Говорят, что фазы положений *1* и *4* равны друг другу «по модулю» 2π. Движение колеса определяется зависимостью фазы от времени. Например если фаза колеса линейно меняется со временем, то колесо вращается с постоянной скоростью. Время, за которое колесо совершает полный оборот и фаза увеличивается на 2π, называется периодом движения.

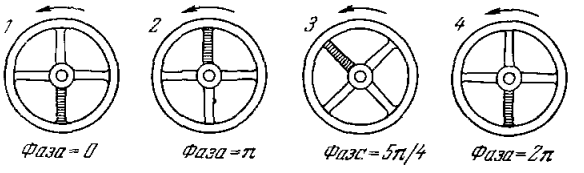


Рис. 3.

Вообще говоря, система может быть периодической как во времени, так и в пространстве. Примером могут служить волны на поверхности

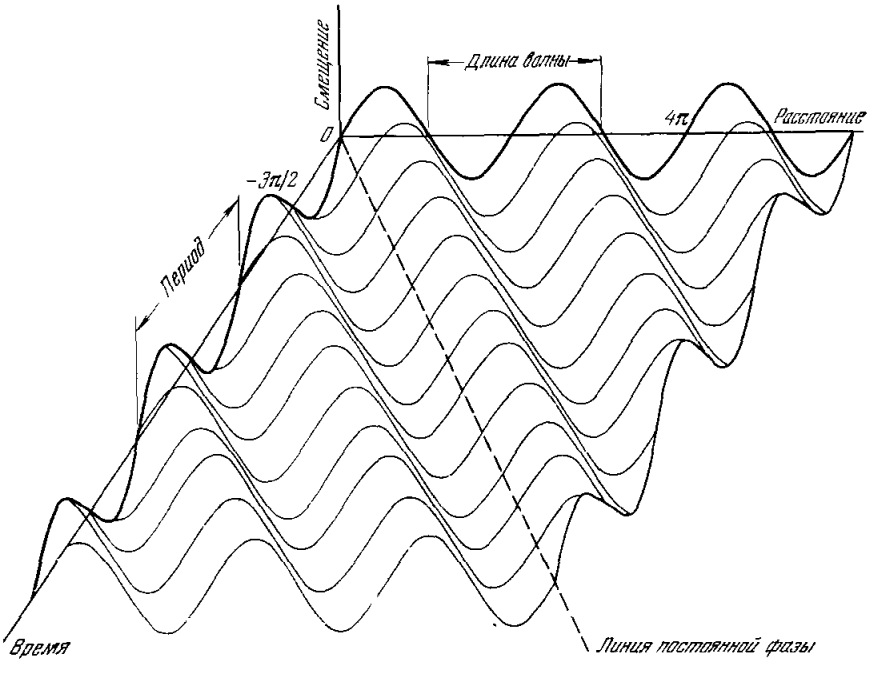


Рис. 4.

пруда, возникшие в результате падения камня. Фаза такой волны зависит как от временно́го, так и от пространственного интервала. На рис. 4 показана пространственная и временна́я зависимость для простой синусоидальной волны. Длина волны равна расстоянию, на котором происходит одно пространственное колебание и фаза меняется на 2π. Периодом называют временно́й интервал, на котором происходит одно колебание и фаза меняется также на 2π. Фазы, указанные на рисунке, отсчитываются относительно фазы в начале координат. Пунктирная линия представляет собой траекторию точки с фазой, равной нулю. Скорость,

с которой движется точка постоянной фазы в пространстве, называется фазовой скоростью волны.

Как уже говорилось выше, длина волны, связанной с электронной парой, согласно квантовой механике определяется импульсом центра инерции пары. Эта волна осциллирует и во времени, причем период осцилляций определяется энергией пары, так что фаза пары зависит как от импульса, так и от энергии центра тяжести. Как мы уже видели, притяжение между электронами, большое число электронных пар и принцип запрета приводят к тому, что во всем объеме сверхпроводника фазы пар оказываются одинаковыми. Это позволяет легко объяснить равенство нулю сопротивления сверхпроводников. Если бы в сверхпроводнике с током возникла разность потенциалов V, то энергия электронных пар на одном конце образца оказалась бы на величину $2eV$ больше, чем энергия пар на другом конце (e — заряд электрона), и через некоторое время появилась бы разность фаз. Однако прежде чем возникнет такое состояние с неоднородной фазой, обладающее поэтому более высокой энергией, в сверхпроводнике потечет ток, не позволяющий возникнуть этой разности потенциалов.

Работа Джозефсона 1962 г. показала, что имеется возможность влиять на фазу сверхпроводника и, следовательно, изучать детали дальнего порядка в сверхпроводящем состоянии. Он рассмотрел ситуацию, представленную на рис. 1, и пришел к следующим заключениям. Фаза пар должна быть одинаковой во всем объеме сверхпроводника, так как пары могут свободно двигаться через него. Если сверхпроводник разрезан на два куска и куски эти хорошо разделены, так что обмен парами между ними оказывается невозможным, фазы пар в этих кусках не должны быть связаны. Если, однако, куски сверпроводника находятся достаточно близко, ситуация окажется промежуточной, и пары смогут переходить из одного куска в другой благодаря квантовомеханическому процессу, называемому туннелированием. (Вследствие своих волновых свойств электрон может туннелировать, или проникать под потенциальный барьер.) В этом случае энергия всей системы будет иметь минимум при вполне определенной разности фаз между двумя сверхпроводниками. При этом появляется возможность менять разность фаз, или относительную фазу, варьируя скорость перехода пар между двумя сверхпроводниками.

Эта ситуация может быть реализована, в принципе, путем разнесения двух сверхпроводников на расстояние порядка 10 Å. К несчастью, никто не знает, как это осуществить технически. Однако совершенно эквивалентную систему можно построить способом, предложенным И. Жиавером и Дж. С. Фишером — сотрудниками исследовательской лаборатории Дженерал Электрик (рис. 5). Два сверхпроводника разделяются тонким слоем изолирующего окисла, который возникает на одном из сверхпроводников прежде, чем на него наносится второй. В результате получается сэндвич металл — изолятор — металл из сверхпроводника — «хлеба» с изолятором — «колбасой». Такая структура называется сверхпроводящим переходом. Туннелирование пар между двумя сверхпроводниками в таком переходе приводит к связи между фазами по обе стороны перехода, причем, как показал Джозефсон, разность фаз можно менять электрическим и магнитным полем.

Джозефсон показал, что если создать каким-нибудь способом разность фаз между двумя сверхпроводниками, пары будут переходить преимущественно в одном направлении. (На самом деле экспериментально можно непосредственно управлять не разностью фаз, а током. Разность же фаз обусловлена током в переходе. Однако более удобно

говорить, что контролируемой величиной является именно разность фаз, и определять, какой же при этом получается ток.) Плотность тока через переход согласно теории Джозефсона пропорциональна синусу разности фаз (рис. 6). Эту несколько странную периодическую зависимость плотности тока от разности фаз можно понять, если вспомнить, что фаза пары определяется ее движением. Пары (рис. 7), переходящие от

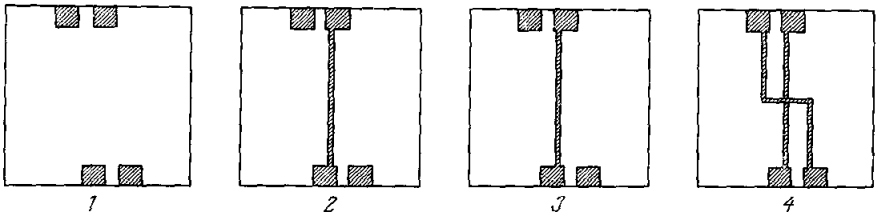


Рис. 5.

Изготовление джозефсоновского перехода начинается с нанесения на стеклянную пластинку четырех электродов, представляющих собой тонкие металлические пленки (*1*). Электроды наносятся путем осаждения паров металла на пластинку через маску в вакуумной камере. Затем в виде тонкой длинной полоски, соединяющей два электрода, на пластинку наносится сверхпроводящее вещество (например, олово) (*2*). Полоска обычно имеет ширину 1 *мм* и толщину 2000 Å. Третьим этапом является образование очень тонкого (около 10 А) слоя изолирующего окисла на поверхности нижней полоски (*3*). Это достигается путем впускания в вакуумную камеру тщательно контролируемых доз воздуха или чистого кислорода Изготовление перехода заканчивается нанесением поверх слоя окисла второй полоски сверхпроводника, расположенной обычно под прямым углом к нижней (*4*). Эта полоска находится в контакте с двумя оставшимися электродами. Проводники для питания перехода током и измерения напряжения на переходе припаиваются к электродам.

A к *B*, меняют свою фазу как раз на такую величину, которая необходима, чтобы сделать их фазу равной фазе пар в *B*. Пары, переходящие в противоположном направлении, меняют фазу на такую же величину. Если при этом сдвиг фазы будет таким, что пары, перешедшие из *B* в *A*, приобретут фазу, равную фазе пар в *A*, переходы в обоих направлениях окажутся равновероятными, и полный ток будет равен нулю. Если же соотношение фаз окажется другим, то пары, движущиеся от *B* к *A*, будут отражаться и в системе возникнет постоянный ток.

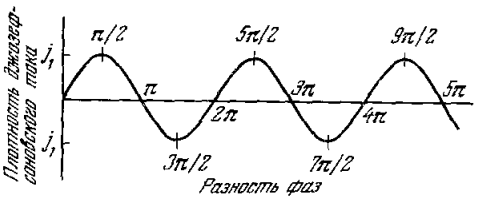


Рис. 6.

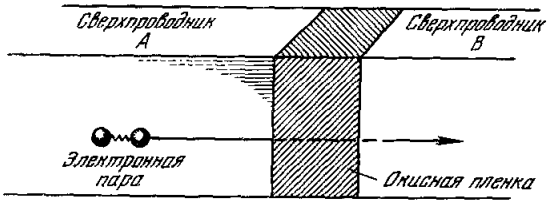
Плотность тока, или ток на единицу поверхности джозефсоновского перехода, синусоидально зависит от разности фаз пар в двух сверхпроводниках. Плотность тока достигает максимального значения, когда разность фаз равна $n(\pi/2)$, где n — целое число.

Разность потенциалов при этом окажется равной нулю, и в е с ь переход будет вести себя подобно одному куску сверхпроводника. Это и есть стационарный эффект Джозефсона.

Первым неоспоримым экспериментальным доказательством существования этого эффекта была работа Дж. Роуэлла, сотрудника лаборатории Белл Телефон, выполненная в 1963 г. Он обнаружил прохождение через переход тока без сопротивления и изучал его зависимость от внешнего магнитного поля. Наблюдение зависимости от магнитного поля было весьма существенным, так как наличие сверхпроводящего тока могло бы быть обусловлено сверхпроводящими «мостиками», пронизывающими переход. (Сейчас стало ясно, что многие исследователи наблюдали стационарный эффект Джозефсона, объясняя, однако, этот эффект присутствием таких сверхпроводящих мостиков, и старались избавиться от этого, как они полагали, нежелательного «грязного» эффекта.) Ток через мостики можно изменять только с помощью сравнительно больших

магнитных полей, в то время как постоянный джозефсоновский ток имеет замечательную периодическую зависимость от чрезвычайно малых магнитных полей. Эта зависимость появляется следующим образом.

В квантовой механике показано, что фаза волны, соответствующей частице (или связанной паре электронов в сверхпроводнике), зависит



Фаза пар в A	Фаза пар в B	Изменение фазы при прохождении окисной пленки	Фаза пары		Джозефсоновский ток (максимальное значение равно j)
			после перехода от A к B	после перехода от B к A	
0	0	0	0	0	0
0	$\pi/4$	$\pi/4$	$\pi/4$	$\pi/2$	j_1/V^2
0	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	π	j_1
0	$3\pi/4$	$3\pi/4$	$3\pi/4$	$3\pi/2$	j_1V^2
0	π	π	π	2π	0

Рис. 7.

На рисунке схематически изображены два сверхпроводника, обозначенные как A и B, разделенные пленкой изолирующего окисла. В таблице показано, как изменяется фаза пар при переходе через окисную пленку от A к B и от B к A; здесь же приведены соответствующие значения токов. За нуль принято значение фазы пар в сверхпроводнике A. Если фаза пар в B также равна нулю (первая строчка таблицы), то переходы пар в обоих направлениях равновероятны и полный ток через переход равен нулю. Во второй строчке фаза пар в B равна $\pi/4$. Изменение фазы пары при прохождении ею окисной пленки равно $\pi/4$. Таким образом, фаза пар, переходящих от A к B, изменяется от нуля до $\pi/4$. Когда такие пары достигают сверхпроводника B, их фаза оказывается в точности равной фазе других пар в B, и поэтому такие переходы относительно вероятны. Наоборот, фаза пар, переходящих из B в A, меняется от $\pi/4$ до $\pi/2$, причем эта последняя величина сильно отличается от нулевого значения фазы пар в A. Поэтому вероятность перехода пар из B в A оказывается меньше вероятности перехода в противоположном направлении, и в переходе появится средний не равный нулю ток. Несоответствие между фазами пар, перешедших от B к A, и фазой в A в третьей строчке, еще больше, и следовательно, число пар, переходящих от B к A, меньше, а полный ток больше. При дальнейшем увеличении разности фаз (четвертая и пятая строчки) это несоответствие уменьшается, и полный ток становится меньше. Таблица описывает первый полупериод зависимости тока от относительной фазы, представленной на рис. 6.

от магнитного поля (или, точнее, от некоторой величины, называемой векторным потенциалом). Это приводит к тому, что если на переход действует магнитное поле, разность фаз между двумя сверхпроводниками меняется от точки к точке. Если поле однородно и постоянно во всей пленке окисла, фаза меняется в плоскости перехода в направлении, перпендикулярном к полю, причем величина этого изменения пропор-

циональна величине поля. Вследствие периодической зависимости тока от разности фаз, постоянный ток через переход периодически зависит от координаты и в некоторых точках перехода может менять свое направление на противоположное, если только магнитное поле достаточно велико. Таким образом, полный ток через переход периодически меняется с увеличением магнитного поля (рис. 8). Обнаружение Роуэллом такой зависимости от магнитного поля (рис. 9) убедительно подтвердило то, что наблюдаемый им сверхпроводящий ток и есть джозефсоновский ток.

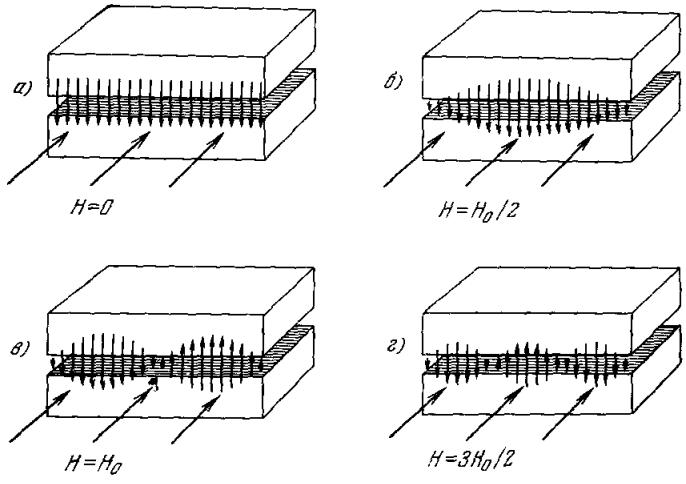


Рис. 8. Влияние магнитного поля на величину постоянного тока через джозефсоновский переход.

Магнитное поле H (черные стрелки) направлено в плоскости перехода перпендикулярно к одной из его сторон. В случае *а* магнитное поле равно нулю, и плотность тока (маленькие стрелки) одинакова по всему переходу. В *б* величина внешнего поля ($H_0/2$) такова, что период изменения плотности тока в пространстве равен удвоенной длине перехода, так что в переходе укладывается половина волны. В случае *в* величина поля равна H_0, и в переходе укладывается полная длина волны. Плотность тока в одной точке меняет направление на противоположное, и полный ток через переход равен нулю. В *г* поле увеличилось до $3H_0/2$; в переходе укладывается три полуволны, и ток дважды меняет направление. Полный ток через переход опять не равен нулю, однако он меньше, чем в случаях *а* и *б*. Зависимость полного тока через переход от величины магнитного поля представлена на рис. 9.

До сих пор мы рассматривали только такие случаи, когда разность фаз пар между двумя сверхпроводниками в переходе не меняется во времени. Мы видели, однако, что если имеется падение напряжения и, следовательно, существует разница между потенциальными энергиями двух сверхпроводников, разность фаз должна меняться во времени. Не зависящая от времени разность фаз, существующая при протекании через переход постоянного тока, возникла, фактически, благодаря наличию очень кратковременной разности потенциалов, появляющейся на переходе в момент подключения к нему источника тока. Падение напряжения обусловливает изменение фазы во времени. Когда разность фаз достигает того значения, которое соответствует величине тока, определяемой источником, падение напряжения исчезает, и относительная фаза пар становится постоянной во времени. Это происходит в течение одной десятимиллиардной доли секунды. Если, однако, источник дает ток, превышающий максимальное значение постоянного тока Джозефсона, падение напряжения на переходе окажется отличным от нуля, а относительная фаза будет постоянно нарастать со временем. В силу синусоидальной зависимости тока от разности фаз он будет осциллиро-

вать во времени с частотой, пропорциональной падению напряжения на переходе. Это и есть нестационарный эффект Джозефсона.

Экспериментальное подтверждение этого эффекта встречается со значительно бо́льшими трудностями, чем в случае постоянного тока. Соотношение между частотой ν и падением напряжения на переходе V имеет вид $\nu = \frac{2eV}{h}$, где e — заряд электрона и h — постоянная Планка. Отношение $\frac{2e}{h}$ равно 483,6 *Мгц/мкв*, и следовательно, при типичных значениях напряжений на переходе, лежащих в интервале от нескольких микровольт до нескольких милливольт, частоты могут оказаться порядка нескольких сотен миллиардов герц. Очевидно, прямым способом обнаружения таких высокочастотных колебаний может служить детектирование электромагнитного излучения, обусловленного колебанием тока.

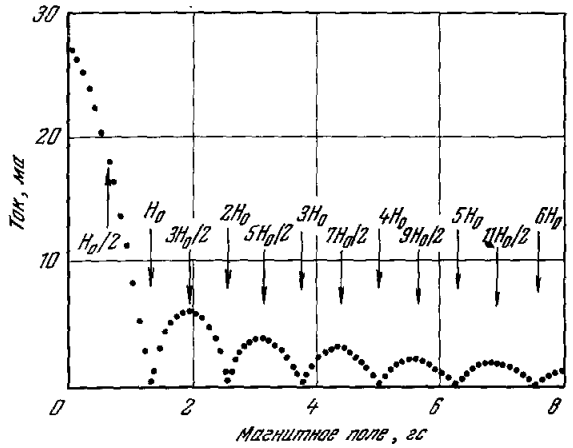


Рис. 9. Изменение полного тока через джозефсоновский переход в зависимости от величины внешнего магнитного поля.

(Вообще, любые колебания тока приводят к излучению электромагнитных волн.) Такие частоты лежат в микроволновой и дальней инфракрасной областях спектра. Однако величина излучаемой энергии при нестационарном эффекте Джозефсона очень мала, и поэтому ее весьма трудно детектировать. Поэтому прямое экспериментальное подтверждение эффекта Джозефсона на переменном токе было получено только после ряда косвенных экспериментов, не оставивших почти никаких сомнений в существовании этого эффекта.

Первое такое косвенное экспериментальное подтверждение было получено С. Шапиро в 1963 г. Шапиро менял напряжение на переходе и измерял ток, в то время как сам переход находился в поле микроволнового излучения, получаемого с помощью обычного генератора. Он обнаружил, что при некоторых напряжениях ток через переход резко увеличивается. Если подставить значение такого напряжения в формулу для частоты $\nu = 2eV/h$, то можно видеть, что эта частота оказывается равной частоте внешнего микроволнового поля, умноженной на целое число.

Этот эффект объясняется следующим образом. Кроме постоянного напряжения, к переходу оказывается приложенным малое напряжение, обусловленное микроволновыми колебаниями, которое осциллирует с частотой этих колебаний. Так как частота джозефсоновского тока зависит от напряжения на переходе, она будет иметь малые периодические изме-

нения. Другими словами, джозефсоновский ток будет частотно модулирован. Поэтому он будет содержать много компонент с различными частотами. Этими частотами будут алгебраические суммы частоты микроволнового поля плюс (или минус) частота джозефсоновского тока, плюс (или минус) частоты всех гармоник, связанных с этими двумя основными частотами. Когда напряжение на переходе таково, что соответствующая ему частота оказывается равной частоте микроволнового поля или целому числу этих частот, среди всех получившихся в результате модуляции частот найдется одна равная нулю частота. Это означает, что при указанных соотношениях между напряжением на переходе и частотой внешнего поля в системе появится постоянный ток. Все это, конечно, есть прямое следствие осцилляций джозефсоновского тока, и эксперименты Шапиро являются поэтому косвенным подтверждением его существования.

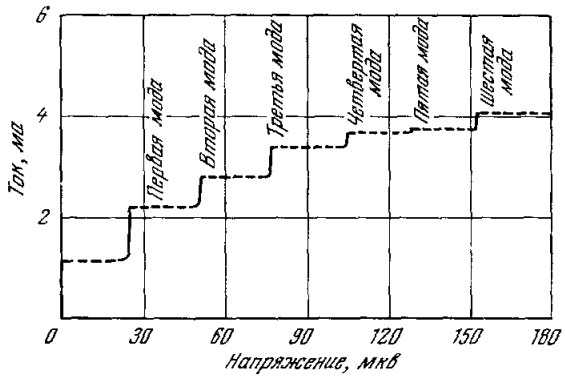


Рис. 10.

«Ступеньки», или резкие подъемы тока на вольтамперной характеристике джозефсоновского перехода, наблюдавшиеся в отсутствие внешнего микроволнового излучения. Каждая ступенька соответствует резонансной моде электромагнитных колебаний в переходе.

Другое косвенное подтверждение было получено двумя из авторов статьи (Скалапино и Тейлором) и Р. Е. Эком (Пенсильванский университет). Они обнаружили, что «ступеньки», или резкие подъемы тока, подобные тем, которые были получены в опытах Шапиро, появляются и в отсутствие внешнего микроволнового излучения (рис. 10). Для того чтобы понять причину возникновения таких ступенек, следует иметь в виду, что в любой системе конечного размера, в которой могут распространяться колебания, существует дискретный ряд «резонансных мод», каждая из которых отвечает определенным соотношениям между длиной волны или частотой и размерами системы. Например, если взять полую трубу, в которой могут распространяться звуковые волны, и закрыть один конец, оставив другой открытым, мы получим органную трубу с рядом резонансных мод, соответствующих основной резонансной частоте и полному ряду обертонов, или гармонических резонансных частот. Если возбудить такую трубу каким-либо источником звука с частотой, равной либо основной частоте, либо частоте одного из обертонов, в трубе возникнет интенсивная стоячая звуковая волна — труба будет резонировать. Если же частота источника отличается от основной частоты или частот обертонов, амплитуда колебаний в трубе будет намного меньше.

Джозефсоновский переход представляет собой, по сути дела, трубу электромагнитного «органа». Между двумя сверхпроводниками могут распространяться электромагнитные волны, и следовательно, переход будет определять ряд мод электромагнитных колебаний. Относительно большое электромагнитное поле может возникнуть в переходе только в том случае, когда частота и длина волны источника будут соответствовать одной из таких резонансных мод. Теперь становится ясной причина возникновения ступенек, которые наблюдали Эк, Скалапино и Тейлор. Джозефсоновский ток можно сделать периодическим в пространстве, причем период будет определяться внешним магнитным полем, и периодическим во времени с частотой, определяемой приложенным к переходу

напряжением. Если частота и длина волны окажутся соответствующими одной из резонансных мод перехода, в нем будет генерироваться большое электромагнитное поле. Это поле будет действовать на джозефсоновский ток точно так же, как и внешнее микроволновое излучение в экспериментах Шапиро, и приведет поэтому к ступенькам в зависимости тока от напряжения.

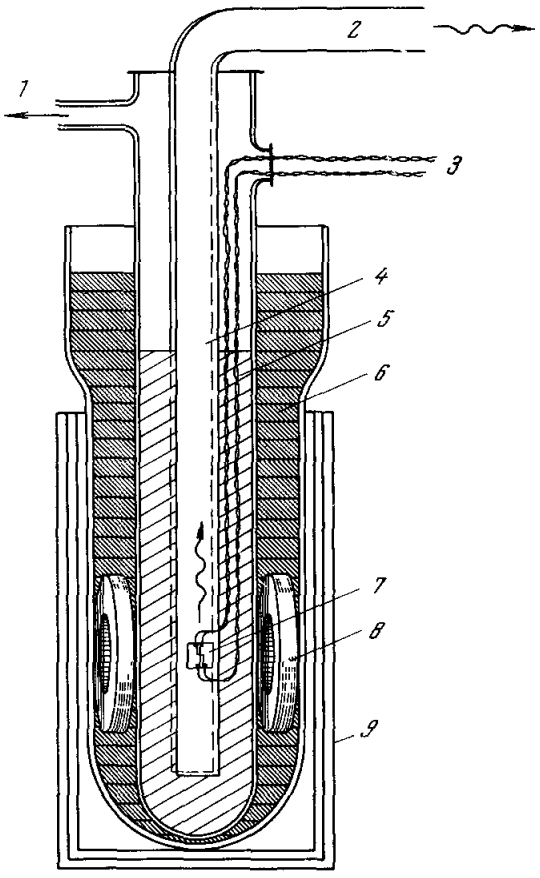


Рис 11 Экспериментальная установка, использованная авторами для обнаружения микроволнового излучения джозефсоновского перехода

1 — к вакуумному насосу, *2* — к системе детектирования излучения, *3* — контакты для измерения напряжения, токовые контакты, *4* — волновод, *5* — жидкий гелий, *6* — жидкий азот, *7* — переход, *8* — катушка Гельмгольца, *9* — магнитный экран.

Этот результат оказался важным по двум причинам. Во-первых, он явился дополнительным косвенным доказательством существования нестационарного эффекта Джозефсона. Во-вторых, он дал ключ к пониманию того, каким образом можно непосредственно измерить излучение, связанное с переменным джозефсоновским током. Это позволило нам попытаться произвести такое прямое детектирование излучения перехода. Попытки эти недавно увенчались успехом. Результаты наших экспериментов явились непосредственным доказательством существования нестационарного эффекта Джозефсона в сверхпроводниках и, что, возможно, более важно, снабдили нас новым инструментом для изучения этого явления.

В наших экспериментах мы выбрали частоту около 10 млрд. *гц*, так как эта частота наиболее широко используется в микроволновой области. Поэтому оборудование и техника работы с ней уже имеются и хорошо известны. Этой частоте соответствует напряжение около 20 *мкв*. Поэтому мы изготовили переходы таких размеров, что их первая или вторая резонансные моды соответствовали 20 *мкв*. Эти переходы помещались в волновод — прямоугольную металлическую трубку, в которой может распространяться электромагнитное излучение. К переходу были присоединены проводники, так что можно было подавать на него постоянное напряжение и измерять ток. Волновод вместе с переходом помещался в сосуд Дьюара, который можно было заполнять жидким гелием для охлаждения перехода до температуры один или два градуса выше абсолютного нуля. Вне сосуда Дьюара находились две катушки для создания магнитного поля. Все устройство было закрыто магнитным экраном, исключающим действие магнитного поля земли (рис. 11).

Излучение, возникающее в переходе, по волноводу выходило из сосуда Дьюара и попадало в электронную систему, способную детектировать излучение очень малой мощности. Один из вариантов этой системы мог обнаруживать мощности около 10^{-16} *вт*. Такая мощность попадает в человеческий глаз от лампы в 100 *вт*, удаленной на расстояние 300 миль. Столь высокая чувствительность была необходима потому, что хотя мы и знаем, каким образом получить высокую мощность излучения в самом переходе, мы не имеем полного решения задачи о том, как вывести это излучение из перехода в волновод. Дело в том, что колебания, распространяющиеся в переходе, достигая границы, почти полностью отражаются обратно в переход, и всего лишь примерно одна стотысячная доля излучения выходит в волновод.

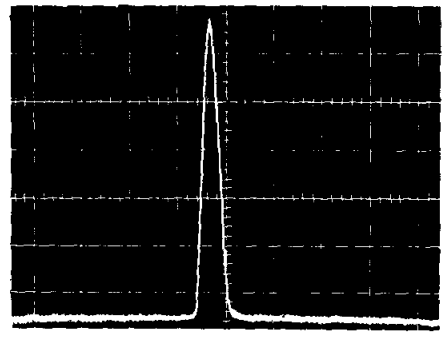


Рис. 12. Осциллограмма выходного сигнала детектирующей системы

Сигналу соответствует мощность излучения джозефсоновского перехода 10^{-11} *вт*.

Эта проблема оптимизации передачи мощности от источника (перехода) к нагрузке (волноводу и детектирующей системе) представляет собой задачу согласования сопротивлений, аналогичную проблеме об эффективной передаче мощности от усилителя с большим сопротивлением и высокой добротностью к громкоговорителю с низким сопротивлением, или задаче о передаче мощности от легкого человека к тяжелому валуну. Эти задачи решаются путем введения устройств, согласующих сопротивления. В первом примере таким устройством служит электрический трансформатор, а во втором — рычаг или полиспаст. В случае джозефсоновского перехода решение не столь очевидно, и для того, чтобы обойти эту трудность, мы просто использовали такую детектирующую систему, чувствительность которой позволила бы обнаруживать излучение перехода. Оценки показали, что мощность излучения составляет величину порядка 10^{-12} *вт*. Имевшаяся в нашем распоряжении чувствительность 10^{-16} *вт* позволяла нам детектировать такие мощности.

Обнаружив излучение, мы могли уже несколько увеличить передачу мощности и довести ее до 10^{-11} *вт*. Типичная форма сигнала приведена на рис. 12. Как и предсказал Джозефсон, излучение было когерентным (в одной фазе) и монохроматическим, подобно излучению обычного вакуумного клистрона. Отношение частоты излучения к напряжению на переходе с точностью, превышающей 1%, оказалось равным предсказанной величине $2\ e/h$. Однако эксперименты, результаты которых точно согласуются с предсказаниями теории, явление очень редкое, и наши опыты не составили исключения. Наряду с этим ободряющим согласием между теорией и экспериментом появились некоторые неожиданности и загадки, изучением которых мы сейчас занимаемся. Другие исследователи также работают в этой области. Первыми сообщили о непосредственном наблюдении излучения джозефсоновского перехода ученые из Академии наук Украинской ССР. Они обнаружили излучение мощностью в 10^{-13} *вт* и сейчас продолжают исследование излучения джозефсоновского перехода.

Обнаружение излучения при нестационарном эффекте Джозефсона открыло довольно широкие возможности использования этого явления. Оно дает нам прямой и чувствительный инструмент для дальнейшего изучения эффектов Джозефсона и явления сверхпроводимости. Например,

измерения напряжения на переходе и частоты его излучения могут служить очень точной проверкой полученного Джозефсоном соотношения между этими величинами. Такая проверка представляет значительный интерес, поскольку соотношение между частотой и напряжением является прямым следствием наиболее фундаментальных положений современной теории сверхпроводимости. Если после тщательной проверки это соотношение окажется справедливым, появится возможность определить величину отношения фундаментальных постоянных e/h с точностью, в несколько раз превышающей точность определения этих констант в настоящее время. Таким образом, это явление представляет собой замечательную возможность использования макроскопического квантового эффекта для определения одной из фундаментальных физических постоянных. Сейчас в нашей лаборатории ведутся эксперименты в этом направлении.

Возникает и ряд возможностей использования нестационарного эффекта Джозефсона в технике. Область электромагнитного спектра, лежащая между микроволновым излучением с длиной волны порядка сантиметра и инфракрасным излучением с длиной волны порядка тысячных долей сантиметра, по-прежнему относительно мало изучена. Дело в том, что генераторы и детекторы такого излучения сложны и дороги. Джозефсоновский переход может служить источником монохроматического и когерентного излучения малой мощности, длина волны которого лежит в интервале от нескольких миллиметров до долей миллиметра. Это, в частности, может оказаться удобным в тех низкотемпературных экспериментах, где необходимо использование жидкого гелия. Для получения требуемых мощностей нужно решить задачу о передаче мощности. Здесь, однако, нет непреодолимых трудностей.

Прошло всего лишь четыре года с тех пор, как Джозефсон теоретически предсказал эффекты, носящие теперь его имя. За это время эффекты эти получили многочисленные экспериментальные подтверждения и явились поразительным доказательством проявления квантовомеханических закономерностей в макроскопических масштабах в сверхпроводниках. Возможность контролировать фазу сверхпроводящих пар дает надежду продвинуться еще дальше в нашем понимании явления сверхпроводимости, а также в других областях физики и техники.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. B. D. Josephson, Rev. Mod. Phys. **36** № 1 (1964).
2. D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, R. E. Eck, Phys. Rev. Letts **15**, № 7, 294 (1965).
3. Sidney Shapiro, Phys. Rev. Letts **11**, № 2, 80 (1963).
4. B. D. Josephson, Phys. Letts **1**, № 7, 251 (1962).
5. R. E. Eck, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, Phys. Rev. Letts **13**, № 1. 15 (1964).