

Был также предварительно исследован электроннолучевой модулятор с узким электронным лучом, развертываемым по поверхности кристалла ADP. Использовалась стандартная электронная пушка от скиатрона и стандартные фокусирующая катушка и отклоняющая система. Коллектором служил слой аквадага, нанесенный на внутреннюю поверхность колбы. Система кристалл—сигнальная пластина крепилась на вакуумном шлифе, дававшем возможность проверять качество фокусировки электронного луча. Для этого на этом же шлифе был укреплен люминесцирующий экран. Поворот шлифа давал возможность направлять луч либо на экран, либо на поверхность кристалла. Развертка луча по поверхности кристалла осуществлялась звуковым генератором с частотой 20 кГц. Параллельный пучок света пропускался через кристалл, помещенный между скрещенными поляроидами. В отсутствие электронного пучка или напряжения на коллекторе свет через систему не проходил.

При подаче на коллектор и сигнальную пластину напряжения +4 кВ относительно катода и развертке электронного луча по поверхности кристалла на экране наблюдалась световая полоса, соответствующая поданной развертке. Глубина модуляции света составляла примерно 20—25%. Ширина линии на экране оказалась больше, чем ширина луча на поверхности кристалла. По-видимому, это объясняется перераспределением вторичных электронов из-за большой глубины потенциального рельефа. При длительной бомбардировке поверхность кристалла портилась вдоль линии развертки электронного луча, что приводило к снижению яркости изображения на экране.

Проведенные измерения позволяют сделать вывод о возможности использования электрооптического эффекта для исследования характеристик заряда поверхности кристалла электронным лучом. Критический потенциал для кристалла ADP составляет 2 кВ, время растекания заряда по поверхности порядка 10 мкс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Missiles and rockets, **16**, No. 12, 35, 1965.
2. Lindberg E. Electronics, **36**, No. 51, 33, 1963.
3. Сапарин Г. В., Спивак Г. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 787, 1966.
4. Кноль М., Кейзан Б. Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов. М., Госэнергоиздат, 1955.

Поступила в редакцию  
17.12 1967 г.

Кафедра  
физики колебаний

УДК 621.373

К. К. ЛИХАРЕВ

### О ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ЭФФЕКТЕ ДЖОЗЕФСОНА

Нестационарный эффект Джозефсона [1] является общим свойством слабых сверхпроводящих контактов<sup>1</sup> [2]. Этот эффект связан с тем, что прохождение через слабый контакт тока куперовских пар определяется разностью фаз  $\varphi$  волновой функции пар по обе стороны контакта. Сама же разность фаз имеет специфическую зависимость от электрического и магнитного полей, что обуславливает большое разнообразие свойств и возможных применений слабых контактов [6, 7].

В частности, при нестационарном эффекте Джозефсона оказываются возможными параметрические взаимодействия электромагнитных волн. В настоящем сообщении рассмотрены особенности таких взаимодействий, и на этой основе обсуждаются некоторые экспериментальные результаты.

Характер параметрических взаимодействий будет существенно зависеть от соотношения между длинами участвующих в процессе электромагнитных волн  $\lambda_i$  ( $i=1, 2, \dots$ ), размерами контакта  $l$  и глубиной проникновения в него магнитного поля  $\lambda_J$  [5, 8].

Рассмотрим простейший случай, когда выполнено условие квазистационарности  $\lambda_i \gg l$ . В этом случае выражение для тока через контакт  $l$  имеет вид

<sup>1</sup> Такими контактами между двумя массивными сверхпроводящими образцами могут являться тонкий изолирующий слой [3], точечный контакт [4], тонкий сверхпроводящий мостик [5].

$$I = I_0 \sin \varphi + C \frac{dV}{dt} + I_1, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar}. \quad (1)$$

Здесь  $I_0$  — максимальный ток Джозефсона, который должен вычисляться с учетом эффектов ограничения, т. е. с учетом внешнего магнитного поля и соотношения между  $I$  и  $\lambda_j$ ;  $I_1$  — ток, связанный с тунелированием электронов, при  $V < \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2e}$  слабо зависящий от  $V$  и резко уменьшающийся при  $T \rightarrow 0$ ;  $V$  — напряжение между сверхпроводниками,  $C$  — емкость между ними;  $\Delta_{1,2}$  — их энергетические щели;  $2\pi\hbar$  — постоянная Планка;  $e$  — заряд электрона;  $T$  — абсолютная температура.

Возможность параметрических взаимодействий в контакте связана с тем, что постоянная составляющая напряжения  $V_0$  вызывает не только изменение тока по синусоидальному закону с частотой

$$\omega_0 = \frac{2eV_0}{\hbar}, \quad (2)$$

но и изменение «чувствительности» тока  $I$  к переменному напряжению электромагнитных колебаний. Действительно, если напряжение  $V$  содержит переменную составляющую  $V = V_0 + V_{\sim}$ , то из (1) получаем

$$I = I_1 + C \frac{dV_{\sim}}{dt} + I_0 \sin \left[ \omega_0 t + \frac{2e}{\hbar} \int V_{\sim} dt \right]. \quad (3)$$

Если переменная составляющая мала  $V_{\sim} \ll V_0$ , то из (3) получим

$$I \simeq I_1 + C \frac{dV_{\sim}}{dt} + I_0 \sin \omega_0 t + \frac{2eI_0}{\hbar} \cos \omega_0 t \int V_{\sim} dt.$$

Таким образом, для малых колебаний ток Джозефсона эквивалентен меняющейся с частотой  $\omega_0$  линейной реактивности индуктивного характера без постоянной составляющей [9, 10]. При этом частота изменения параметра пропорциональна поданному на контакт постоянному напряжению. Подобные параметрические системы, не требующие отдельного генератора сигнала накачки, представляют большой интерес (см., например, [11]). Для схемного анализа при  $V_{\sim} \ll V_0$  можно пользоваться эквивалентной схемой контакта, изображенной на рис. 1.

2. Если  $\lambda_i \ll 1$ , то мы имеем дело с волнами, распространяющимися внутри контакта (например, в плоскости обычной туннельной структуры). Между этими волнами возможно эффективное параметрическое взаимодействие.

Рассмотрим простейший случай полубесконечной плоской туннельной структуры (рис. 2), к которой приложено постоянное напряжение  $V_0$  и постоянное магнитное поле  $H_0$  в плоскости изолирующего слоя. Тогда в направлении оси  $x$  будет распространяться бегущая волна тока Джозефсона с частотой  $\omega_0 = 2eV_0/\hbar$  и волновым числом  $k_0 = 2edH_0/\hbar c$  [12–14], а следовательно, и «волна чувствительности» тока к напряжению бегущих волн. В этом легко убедиться, записав уравнение для переменной составляющей напряжения  $V_{\sim}(x, t) = V(x, t) - V_0$

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2 \tau} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] V_{\sim} = \frac{\hbar}{2e\lambda_J^2} \frac{\partial}{\partial t} \sin \left[ \omega_0 t - k_0 x + \frac{2e}{\hbar} \int V_{\sim} dt \right] \quad (5)$$

и линеаризовав его по  $V_{\sim}$  для  $V_{\sim} \ll V_0$

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2 \tau} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] V_{\sim} = \\ & = \frac{1}{\lambda_J^2} \left\{ V_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x) + \frac{\partial}{\partial t} \left[ \cos(\omega_0 t - k_0 x) \cdot \int V_{\sim} dt \right] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

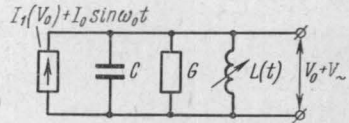


Рис. 1. Эквивалентная схема слабого контакта для низких частот ( $\lambda_i \gg l$ ) и малых переменных напряжений ( $V_{\sim} \ll V_0$ ).

$$\frac{1}{L(t)} = \frac{1}{L_0} \cos \omega_0 t, \quad L_0 = \frac{\hbar}{2eI_0},$$

$$G = \frac{dT_1}{dV}$$

Здесь  $\bar{c}$  — скорость распространения волн вдоль изолирующего слоя, а член с  $\tau$  описывает затухание волн, связанное с туннелированием электронов и потерями в сверхпроводниках. Из уравнения видно, что при выполнении условия синхронизма

$$\omega_0 \simeq k_0 \bar{c}, \text{ т. е. } \frac{V_0}{d} \simeq \frac{\bar{c}}{c} H_0 \quad (7)$$

в структуре возможно нарастание вдоль оси  $x$  не только основной волны и ее гармоник [12—14], но и пары волн с частотами и волновыми числами, удовлетворяющими обычным параметрическим условиям

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_0, \quad k_1 + k_2 = k_0. \quad (8)$$

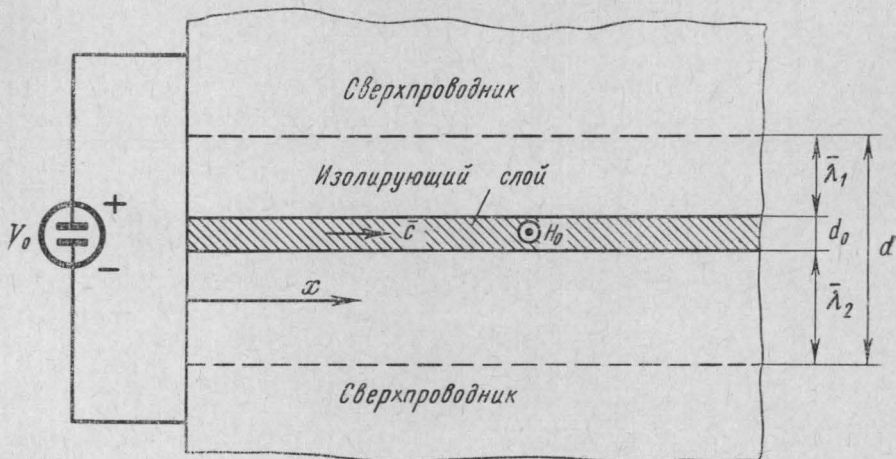


Рис. 2. Полубесконечная плоская туннельная структура.  $d = d_0 + \bar{\lambda}_1 + \bar{\lambda}_2$ ,  $\bar{\lambda}_{1,2}$  — глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник,  $d_0$  — толщина изолирующего слоя

Действительно, если искать стационарное по времени решение уравнения (6) методом медленно меняющихся амплитуд в виде

$$V_{\sim}(x, t) = A_1(x) \cos[\omega_1 t - k_1 x + \varphi_1(x)] + A_2(x) \cos[\omega_2 t - k_2 x + \varphi_2(x)], \quad (9)$$

то для амплитуд и фаз компонентов получим обычные [15] укороченные уравнения параметрического усилителя бегущей волны в приближении заданного поля

$$\begin{aligned} dA_i/dx &= -A_i/\bar{c}\tau - A_j \sin \psi \bar{c}/2\omega_j \lambda_j^2, \quad \psi = \varphi_1 + \varphi_2, \quad j = 3 - i, \\ d\varphi_i/dx &= (k_i - \omega_i/\bar{c}) - A_j/A_i \cos \psi \bar{c}/2\omega_j \lambda_j^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Максимальное значение при ( $\tau \rightarrow \infty$ ,  $\omega_0 = k_0 \bar{c}$ ) усиления по мощности на длине  $l$

$$K_{\max} = \exp \left\{ \frac{l \bar{c}}{\lambda_j^2 \sqrt{\omega_1 \omega_2}} \right\}. \quad (11)$$

Например, для  $\omega_1 \simeq \omega_2 = 2\pi \cdot (6 \cdot 10^{10} \text{ гц})$  и реальных значений  $l = 0,25 \text{ см}$ ,  $\lambda_j = 10^{-2} \text{ см}$ ,  $\bar{c} = c/15$  получаем  $K_{\max} \simeq 150$ .

Такие параметрические усилители бегущей волны «с самонакачкой» могут в принципе эффективно усиливать волны вплоть до частот, соответствующих началу квантового поглощения в сверхпроводниках ( $\frac{\omega}{2\pi} \sim 10^{12} \text{ гц}$ ). Поскольку туннельная структура не обладает при  $k_0 \lambda_j \gg 1$  дисперсией [12—14], а условие синхронизма связывает лишь величины  $H_0$  и  $V_0$ , такие системы могут быть весьма широкополосны. Несмотря на это, в них

не могут, по-видимому, возникать явления типа ударных волн, так как они не обладают нелинейностью в обычном смысле слова. Правда, особенностями таких систем является малая выходная мощность<sup>1</sup> и трудности согласования туннельной структуры (волновое сопротивление  $\rho \sim 10^{-3} \text{ ом}$ ) с внешними системами.

3. Рассмотрим влияние концов полоскового резонатора, образованного туннельной структурой, т. е. случай  $\lambda_i \sim l$ . Такой резонатор обладает набором собственных мод, примерно эквидистантных по частотам:

$$\Omega_n \simeq n \frac{\pi c}{l}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (12)$$

Пусть напряжение  $V_0$  примерно соответствует частоте  $n$ -ной моды. Тогда при определенных значениях приложенного магнитного поля можно ожидать генерации излучения не только на частотах  $r\omega_0$  ( $r = 1, 2, \dots$ ), но и на паре частот  $\omega_1, \omega_2$ , связанных равенством  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$  и приблизительно равных  $\Omega_m$  и  $\Omega_{n-m}$  ( $m = 1, 2, \dots, n-1$ )<sup>2</sup>. Такое излучение на частотах, примерно равных  $\Omega_m = \frac{m}{n} \cdot \frac{2eV_0}{\hbar}$ , было экспериментально обнаружено в работах [7, 16, 17].

Следует отметить, что поскольку отношение собственных частот системы близко к рациональному числу  $\frac{\Omega_m}{\Omega_{n-m}} \simeq \frac{m}{n-m}$ , в таком параметрическом генераторе может происходить явление автосинхронизации [18]; при этом частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  будут являться субгармониками частот накачки  $\omega_0$ . Тогда при малых изменениях напряжения

$$\frac{\partial \omega_1}{\partial V_0} = \frac{m}{n} \frac{2e}{\hbar}. \quad (13)$$

Если же при дальнейшем изменении  $V_0$  автосинхронизация генерируемых мод сгасается, то значение производной  $\partial \omega_1 / \partial V_0$  может меняться в пределах

$$0 < \frac{\partial \omega_1}{\partial V_0} < \frac{2e}{\hbar} \quad (14)$$

в зависимости от добротности полоскового резонатора на частотах  $\Omega_m$  и  $\Omega_{n-m}$  [18]. Такие изменения были экспериментально обнаружены в работе [17].

Автор благодарен проф. В. В. Мигулину за обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Josephson B. D. Phys. Lett., **1**, 251, 1962.
2. Anderson P. W. Lect. on Many-Body Problem. N. Y., 1964, p. 113.
3. Anderson P. W., Rowel J. Phys. Rev. Lett., **10**, 230, 1963.
4. Zimmerman J., Silver A. Phys. Lett., **10**, 47, 1964.
5. Anderson P. W., Dayem A. H. Phys. Rev. Lett., **13**, 195, 1964.
6. Жарков Г. Ф. «Успехи физических наук», **88**, 419, 1966.
7. Лагенберг Д., Скалапино Д., Тэйлор Б. ТИИЭР, **54**, 126, 1966.
8. Ferrel R., Prange R. Phys. Rev. Lett., **10**, 479, 1963.
9. Silver A., Jaklevic R., Lamb J. Phys. Rev., **141**, 362, 1966.
10. Shin E., Schwartz B. Phys. Rev., **152**, 207, 1966.
11. Клорфейн А. ТИИЭР, **54**, 369, 1966.
12. Eck R., Scalapino D., Taylor B. Phys. Rev. Lett., **13**, 15, 1964.
13. Иванченко Ю. Н., Свидзинский А. В., Слюсарев В. А. ЖЭТФ, **51**, 194, 1966.
14. Кулик И. О. ЖЭТФ, **51**, 1952, 1966.
15. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М., Изд-во АН СССР, 1964.
16. Langenberg D., Scalapino D., Taylor B., Eck R. Phys. Rev. Lett., **15**, 294, 842, 1965.

<sup>1</sup> Анализ нелинейного уравнения (5) показывает, что амплитуды  $A_i$  волн не могут быть существенно больше  $V_0$ .

<sup>2</sup> По всей вероятности, могут одновременно генерироваться несколько пар мод, соответствующих разным значениям  $m$ .



17. Langenberg D., Porker W., Taylor B. Phys. Lett., **22**, 259, 1966.  
 18. Каплан А. Е., Кравцов Ю. А., Рылов В. А. Параметрические генераторы и делители частоты. М., «Советское радио», 1966.

Поступила в редакцию  
 25.1 1968 г.

Кафедра  
 физики колебаний

УДК 537.226.8

Ю. А. ЛЮБИМОВ, В. В. ПОСТНОВ

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАСЫЩЕНИЯ РАСТВОРОВ НИТРОБЕНЗОЛА

Изменение диэлектрической постоянной вещества в сильных электрических полях («диэлектрическое насыщение»), как известно, равно разности между значениями диэлектрической постоянной вещества в сильном электрическом поле  $E$  и в слабом («нулевой» напряженности). На основании теории диэлектриков Дебая диэлектрическое насыщение может быть представлено в виде [1]

$$\Delta\epsilon^E = -\frac{4\pi}{15} n \frac{\mu^4}{k^3 T^3} \left( \frac{\epsilon^0 + 2}{3} \right)^4 E^2, \quad (1)$$

где  $n$  — число молекул с дипольным моментом  $\mu$  в  $1 \text{ см}^3$  исследуемого вещества,  $\epsilon^0$  — его диэлектрическая постоянная,  $k$  — постоянная Больцмана и  $T$  — абсолютная температура.

Заметные расхождения между экспериментально определяемыми  $\Delta\epsilon^E$  и вычисляемыми по формуле (1) для жидкостей вынудили ввести так называемые «редукционные факторы», связываемые с заторможенностью вращения молекул жидкости [2]. Развита позднее теория Пекары [3—5] дала возможность объяснить «положительное насыщение» и инверсию диэлектрического насыщения [6], наблюдаемые для некоторых полярных веществ и их растворов, обычно в неполярных растворителях.

В то же время температурная зависимость диэлектрического насыщения в области температур ниже комнатных изучена весьма мало. В единственном таком экспериментальном исследовании [7] этилового эфира до  $194^\circ\text{K}$  установлено возрастание расхождения между измеренными значениями  $\Delta\epsilon$  и вычисленными по формуле (1) с понижением температуры. Объяснение этого различия изменением межмолекулярных сил [7] не проясняет этот вопрос.

Исследование изменений диэлектрической постоянной под действием сильных внешних полей (прежде всего электрических) становится особо актуальным в настоящее время в связи с проблемой исследования структуры жидкостей, а также для объяснения процессов распространения мощного монохроматического излучения (в частности, излучения ОКГ) в конденсированных средах.

Изменение диэлектрической постоянной под действием поля определялось по изменению частоты колебаний контура, содержащего конденсатор с исследуемой жидкостью (измерительный конденсатор) при подаче на него высокого напряжения [8]. Измерительный конденсатор с вертикальным расположением электродов выполнен из нержавеющей стали. Он снабжен термостатирующим кожухом; кроме того, электроды были полыми, и через них также пропускалась термостатирующая жидкость. Термостатирование осуществлялось термостатом  $\mu-10$ ; стабильность поддержания температуры была не хуже  $0.2^\circ$ . Электроды отделялись от корпуса плоскопараллельными шайбами из плавленого кварца. Жесткость конструкции конденсатора проверялась по отсутствию изменения его емкости при использовании неполярных веществ — бензола и четыреххлористого углерода<sup>1</sup>.

Диэлектрическое насыщение измерялось с помощью гетеродинной схемы, содержащей опорный генератор, стабилизированный кварцем (набор рабочих частот 0,5; 1,0; 2,5 мгц) и измерительный генератор с частотами, которые могут плавно варьироваться около соответствующих частот кварцевого генератора. Выделенный смесителем

<sup>1</sup> Недавно опубликованная работа по измерению диэлектрического насыщения ряда неполярных жидкостей, в том числе четыреххлористого углерода [9], подтверждает, что диэлектрическое насыщение  $\text{CCl}_4$  при использованных напряженностях поля ниже предела чувствительности экспериментальной установки (порядка  $10^{-6}$ ).