

# ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОРОГОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ Sn-Pb \*

И.К. Янсон

Исследование зависимости интенсивности минимумов  $dV/dI$  – характеристик джозефсоновских туннельных переходов [1–3] от магнитного поля позволяет ответить на вопрос, обусловлена ли наблюдаемая структура  $dV/dI$  – характеристик джозефсоновским электромагнитным излучением [1, 3], либо она связана с процессами многочастичного тун-

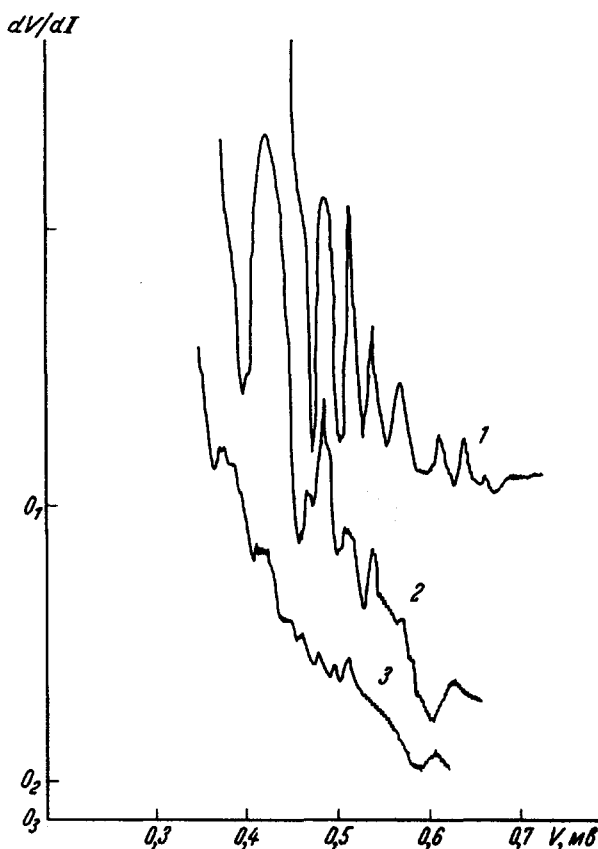


Рис.1.  $dV/dI$  – характеристики туннельных переходов Sn-Pb при  $T = 1,7^\circ\text{K}$ . 1 –  $H = 21$  э, 2 –  $H = 52,5$  э, 3 –  $H = 84$  э. Нуль оси абсцисс сдвинут влево. Нуль оси ординат различный для различных кривых и помечен соответствующим номером. Амплитуда переменного модулирующего напряжения  $\sqrt{V}$  на переходе не превышает  $3$  мкв

нелирования [4]. В первом случае следует ожидать сильной зависимости от поля, тогда как многочастичный туннельный ток от поля практически не зависит. В работе [1] было обнаружено, что в магнитных полях

$\sim 100$  э тонкая структура  $dV/dI$  – характеристик переходов Sn–Pb постепенно исчезает, тогда как Рохлин [3] для переходов Pb–Pb не наблюдая зависимости от поля.

В настоящем сообщении приведены результаты детального исследования зависимости интенсивности минимумов группы  $\Delta_{Sn}$  (см. [1]), от постоянного магнитного поля, параллельного плоскости перехода для двух различных туннельных переходов Sn–Pb. На рис. 1 приведены

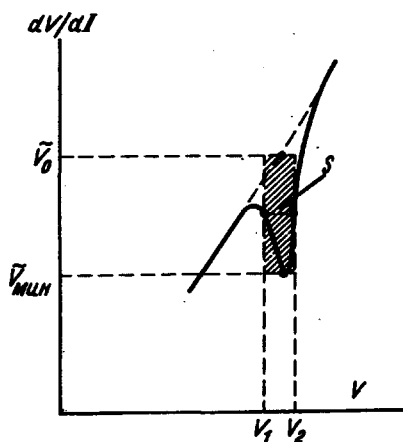


Рис.2. Построение площади  $S$ , пропорциональной интенсивности минимума. Основанием прямоугольника служит ширина минимума на уровне  $(\tilde{V}_0 + \tilde{V}_{\text{мин}})/2$

$dV/dI$  – характеристики, снятые при различных значениях магнитного поля. Отчетливо видно, что тонкая структура  $dV/dI$  – характеристик вблизи  $\tilde{\Delta}_{Sn} = 0,6$  мэв при увеличении магнитного поля постепенно исчезает, тогда как положение минимумов на оси  $V$  почти не зависит от него. Следует отметить, что исследованные переходы были очень низкоомными ( $\rho < 10^{-4}$  ом·мм<sup>2</sup>) и имели достаточно однородный слой диэлектрика. Однородность окисла является, по-видимому, необходимым условием для наблюдения сильного взаимодействия электромагнитной волны джозефсоновского излучения со спаренными электронами в сверхпроводниках. Неоднородность слоя окисла приводит к возникновению генерации в отдельных местах перехода, которые работают в этом случае как точечные контакты [5]. В случае однородного слоя диэлектрика между сверхпроводниками, составляющими туннельный переход, зависимость плотности тока Джозефсона от координат и времени имеет вид:

$$j_s = j_0 \sin(\omega t - qz), \quad \text{где } \omega = 2eV/\hbar, \quad q = 4e\lambda_L H_0/\hbar c.$$

Разумно предположить, что в достаточно больших полях  $H_0$  волна электромагнитного поля, возбуждаемая током Джозефсона, движется в том же направлении и с той же скоростью, что и волна плотности тока.

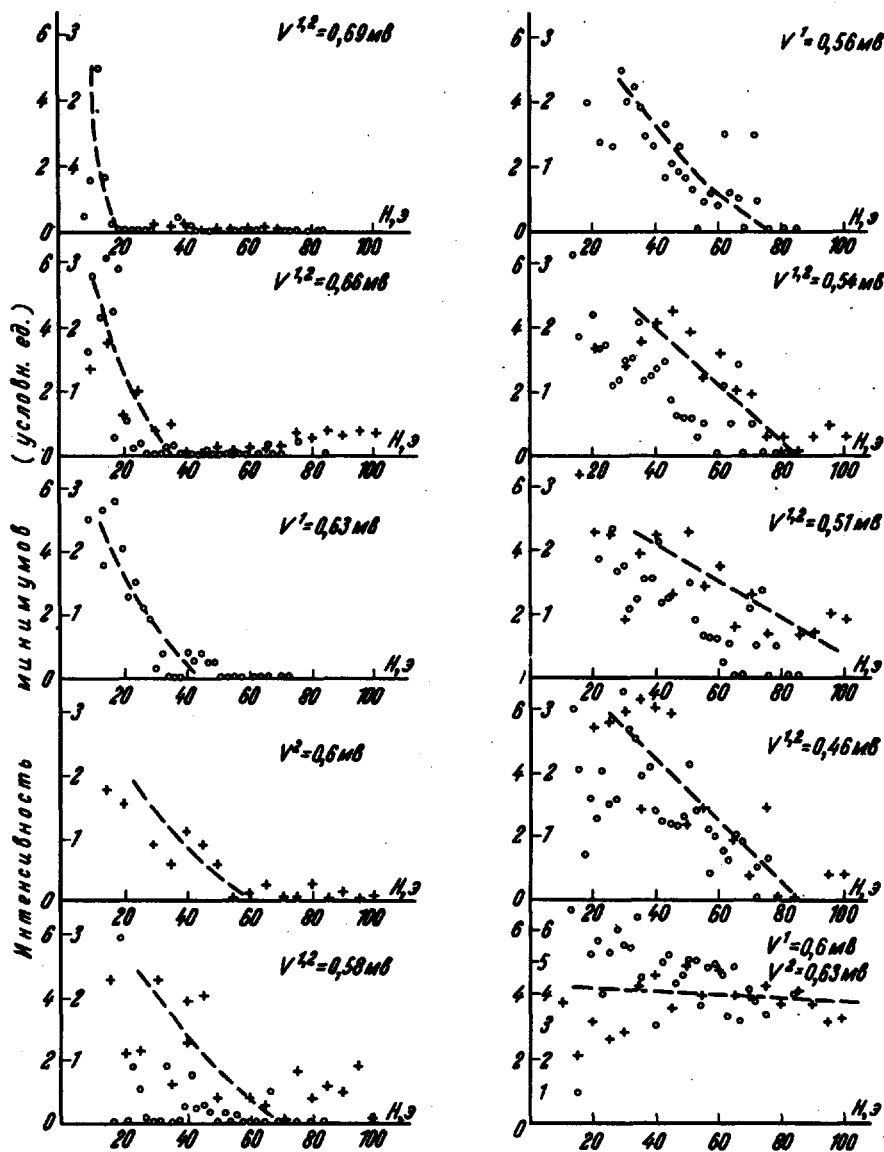


Рис.3. Зависимость интенсивности минимумов от магнитного поля для двух переходов Sn – Pb. Первому переходу соответствуют: точки, обозначенные кружочками, напряжения минимумов, обозначенные  $V^1$ , шкала слева от оси ординат. Остальные данные относятся ко второму переходу. Напряжения минимумов  $V^{1,2}$  соответствуют обоим переходам.  $T = 1,7^\circ \text{ K}$ .

Таким образом мы получаем возможность независимо изменять энергию, величину и направление волнового вектора фотонов джозефсоновского

излучения, изменяя постоянное напряжение, а также величину и направление постоянного магнитного поля, приложенных к переходу.

В качестве меры интенсивности минимума мы можем выбрать величину  $I = (V_2 - V_1) (1 - \tilde{V}_{\text{мин}}/\tilde{V}_0)$ , пропорциональную площади прямоугольника  $S$ , построение которого ясно из рис. 2. Коэффициент пропорциональности  $1/\tilde{V}_0$  обеспечивает независимость  $I$  от величины модулирующего сигнала тока. Основная погрешность заложена в определении величины  $\tilde{V}_0$  (значения производной в отсутствии данного минимума), которую зачастую бывает весьма трудно найти из характеристик. Именно по этой причине наблюдается очень большой разброс точек, не позволяющий построить какие-либо плавные кривые.

Результаты измерения интенсивностей минимумов тонкой структуры  $dV/dI$  — характеристик вблизи  $\Delta_{Sn}$  при изменении магнитного поля от 10 до 100 э приведены на рис. 3. Интенсивность всех минимумов убывает при увеличении поля. Исключение составляют лишь минимумы при  $V=0,6$  мэ для первого перехода и  $V=0,63$  мэ для второго перехода, интенсивность которых почти не зависит от поля. По-видимому, эти минимумы представляют усредненную щель в оловянных пленках и обусловлены обычным двухчастичным туннельным током, не зависящим от поля. Удивительным является различное значение средней щели для исследованных пленок, хотя  $T_k$  у них почти одинаково (4,06 и 4,08°К соответственно). Наибольший интерес представляют следующие особенности, которые видны из рис. 3. 1. Зависимость интенсивности минимумов от поля, очевидно, не подчиняется закону  $1/H^2$ , как это имеет место для постоянной составляющей тока Джозефсона, а, следовательно, и для электромагнитной мощности, генерируемой в переходе [1]. 2. Минимумы при больших пороговых напряжениях исчезают в меньших магнитных полях, тогда как минимумы при  $V = 0,51$  и  $0,465$  мэ сохраняют заметную величину во всем интервале полей; 3. Можно, по-видимому, думать, что существует для каждого  $V$  некоторое характерное  $H_{\text{max}}$ , выше которого поглощение излучения на данной частоте падает.

Этот неожиданный эффект, возможно, связан с существованием еще одного своеобразного порога в анизотропных сверхпроводниках — порога по величине волнового вектора фотонов  $q$  [6]. Если косинус угла  $\theta_0$  между направлением волнового вектора и направлением на минимум энергетической щели, соответствующей данному порогу, больше, чем  $\sqrt{\eta/a}$ , где  $a$  — коэффициент, характеризующий форму поверхности  $\Delta(p)$  вблизи минимума, а  $\eta = (\omega - \omega_0)/\omega_0$  — относительная расстройка по частоте от порогового значения  $\omega_0$ , то согласно работе [6], фотоны, волновой вектор которых больше

$$q_{\text{max}} = \frac{1}{\xi_0} \sqrt{a \eta / (a \cos^2 \theta_0 - \eta)}$$

не будут поглощаться. Для поликристаллической пленки это означает, что часть кристаллитов не будет участвовать в поглощении излучения по

мере увеличения магнитного поля, а, следовательно, и волнового вектора электромагнитной волны. Так как  $q_{\max}$  по порядку величины сравнимо с  $1/\xi_0$ , то указанный эффект будет иметь место тогда, когда фазовая скорость электромагнитной волны станет сравнимой с фермиевской скоростью электронов, что и наблюдается на опыте.

Очевидно, что для окончательного подтверждения высказанных предположений необходимо исследование на монокристаллах. Однако, по-видимому, уже сейчас можно говорить о существовании нового метода исследования анизотропных сверхпроводников – метода туннельного эффекта Джозефсона. Наиболее интересной здесь представляется возможность независимого управления частотой и волновым вектором фотонов, на которую указывает обнаруженная своеобразная зависимость интенсивности минимумов от магнитного поля.

Автор выражает глубокую благодарность И.М. Дмитренко за внимание к работе, Б.И. Бородай и И.Х. Албеговой за помощь в приготовлении туннельных переходов и обработке экспериментальных результатов.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук  
Украинской ССР

Поступило в редакцию  
10 июля 1967 г.

### Литература

- [1] И.К. Янсон. ЖЭТФ, 53, вып. 10, 1268, 1967.
- [2] G.J. Rochlin, D.H. Douglass. Phys. Rev. Lett., 16, 359, 1966.
- [3] G.J. Rochlin. Phys. Rev., 153, 513, 1967.
- [4] A. Zawadowski. Phys. Lett., 23, 225, 1966.
- [5] A.H. Dayem, C.C. Grimes. Appl. Phys. Lett., 9, 47, 1966.
- [6] В.Л. Покровский, М.С. Рывкин. ЖЭТФ, 43, 900, 1962.

---

\* Работа была доложена на 14-ом Всесоюзном совещании по физике низких температур в г. Харькове, 25 июня 1967 г.