

*Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 6, стр. 362 — 365*

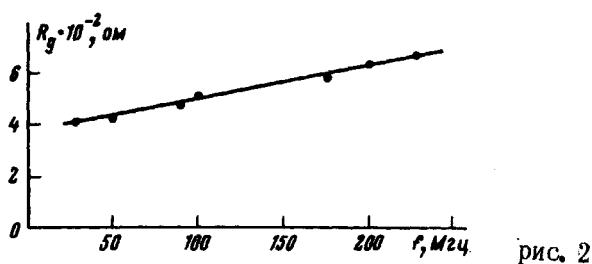
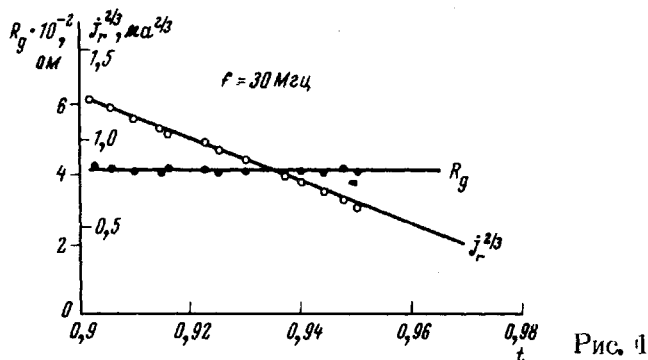
*20 сентября 1973 г.*

**ДИНАМИЧЕСКОЕ ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ  
И ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ С ТОКОМ**

*В.П.Галайко В.М.Дмитриев Г.Е. Чурилов*

В работе [1] сообщалось о наблюдении генерации электромагнитных волн тонкими сверхпроводящими пленками олова с током, находящимися в резистивном состоянии. В настоящей работе приведены результаты исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) тонких пленок, на основании которых можно сделать предположение о возможном механизме генерации.

Исследовались пленки, по технологии приготовления и геометрическим размерам аналогичные [1]. Они включались в перестраиваемый от 30 до 230 МГц контур и при различных температурах велась одновременная запись ВАХ, амплитуды и частоты генерируемых колебаний. ВАХ пленок и амплитуда генерируемых колебаний имели вид, аналогичный [1]. На ВАХ в точке, соответствующей генерации колебаний данной частоты, гистерезис не наблюдался. Для исследуемых пленок проверялось соответствие экспериментальной температурной зависимости критического тока  $i_c$  теории Гинзбурга – Ландау [2].



На рис. 1 приведены экспериментальные температурные зависимости тока  $i_G$ , при котором генерируется данная частота, и дифференциального сопротивления  $R_g = dv/dj$  в точке генерации. Для удобства сравнения с критическим током по оси ординат отложена величина  $i_G^{2/3}$ , по оси абсцисс  $t = T/T_c$ , где  $T_c$  – критическая температура образца. На рис. 2 приведена экспериментальная частотная зависимость  $R_g$ , при котором генерируется данная частота при постоянной температуре. Из приведенных экспериментальных зависимостей следует: 1) при различных температурах данная частота генерируется при одном и том же значении приведенного тока  $i_G/i_c$ , так как температурная зависимость  $i_G$  совпадает с аналогичной зависимостью  $i_c$  [2]. Таким образом, для частоты генерируемых колебаний выполняется закон соответственных токовых состояний. При фиксированной температуре большим частотам соответствуют большие токи. 2) При различных температурах данной частоте генерации соответствует определенное постоянное значение дифференциального сопротивления пленки. Постоян-

ство  $R_g$  имеет место при выполнении закона соответственных токовых состояний. 3) При фиксированной температуре в точках ВАХ, соответствующих большим значениям  $R_g$ , генерируются и более высокие частоты. В исследуемом диапазоне частот зависимость  $f$  от  $R_g$  линейна.

Как видно из изложенного, наблюдаемые генерация и особенности ВАХ теснейшим образом связаны с природой резистивных токовых состояний в сверхпроводящих каналах. Это позволяет высказать определенные соображения о микроскопической картине, приводящей к генерации электромагнитных колебаний.

Фундаментальным фактом сверхпроводимости является отсутствие постоянной составляющей электрического поля в областях с отличным от нуля сверхпроводящим упорядочением. Наличие такой составляющей приводило бы к постоянному градиенту электрохимического потенциала или постоянному ускорению сверхпроводящего конденсата, что в обоих случаях вводило бы электрон с поверхности Ферми, в окрестности которой происходит сверхпроводящее спаривание. Следовательно, в нашем случае должны быть причины, приводящие к появлению отличной от нуля постоянной составляющей электрического поля, т. е. резистивности.

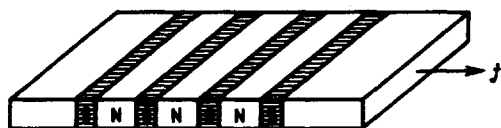


Рис. 3

Так как резистивность тонких и узких пленок не может быть объяснена наличием вихревой структуры Абрикосова [3, 4], то единственная возможность объяснения заключается в предположении о динамическом фазовом расслоении с чередованием нормальных и сверхпроводящих областей вдоль пленки (рис. 3). Такое расслоение должно возникать из нормального токового состояния при уменьшении тока ниже некоторого критического значения  $i_{c2}$  в результате развития куперовской неустойчивости подобно тому, как возникает смешанное состояние в сверхпроводниках второго рода при полях, меньших  $H_{c2}$  [3]. Ввиду неравновесности резистивного состояния можно предполагать, что развивающаяся в результате неустойчивости структура будет динамической, что и должно приводить к наблюдаемой генерации электромагнитных волн.

Отметим, что экспериментальная температурная зависимость тока  $i_{c2}$ , определяемого по точке на вольт-амперной характеристике, в которой начинается отклонение от закона Ома, является линейной, в отличие от тока  $i_c \sim (T_c - T)^{3/2}$ .

Изложенная картина качественно согласуется с приведенными экспериментальными данными прежде всего в том отношении, что имеется прямая связь между частотой генерации и сопротивлением пленки. Поскольку характерные частоты должны быть связаны с линейными параметрами структуры расслоения, то с ростом сопротивления должна увеличиваться частота генерации, что и наблюдается экспериментально.

Следует подчеркнуть, что в отличие от перехода в смешанное состояние, при котором сверхпроводящие зародыши возникают из термодинамически равновесного нормального состояния, в данной ситуации неустойчивость развивается из диссипативного нормального токового состояния при переходе через критический ток  $i_{c2}$ . Это означает, что такая неустойчивость не описывается так называемым временным уравнением Гинзбурга – Ландау [5], поскольку последнее описывает временное поведение параметра сверхпроводящего упорядочения в окрестности равновесного нормального состояния<sup>1)</sup>. С этой точки зрения показательные результаты работ [7, 8], в которых вычислялась нелинейная флуктуационная добавка к проводимости сверхпроводника в нормальном состоянии ниже критической температуры. В [8] расчет прямо основан на уравнении [5] с добавлением случайных сил. Результаты обеих работ совпадают. Полученное в этих работах отрицательное дифференциальное флуктуационное сопротивление определенным образом свидетельствует о наличии некоторой неустойчивости. Однако, флуктуации при этом остаются конечными при любых токах и полях и не определяют величину критического тока  $i_{c2}$ <sup>2)</sup>.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
13 августа 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] Г.Е.Чурилов, В.М.Дмитриев, А.П.Бескорный. Письма в ЖЭТФ, 10, 231, 1969.
- [ 2 ] В.Л.Гинзбург, Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 20, 1064, 1950.
- [ 3 ] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 32, 1442, 1957.
- [ 4 ] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad. Phys. Rev., 139, A1163, 1965.
- [ 5 ] E. Abrahams, T. Tsuneto. Phys. Rev., 152, 416, 1966.
- [ 6 ] В.П.Галайко. ЖЭТФ, 61, 382, 1971.
- [ 7 ] Л.П.Горьков. Письма в ЖЭТФ, 11, 52, 1970.
- [ 8 ] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 59, 584, 1970.

<sup>1)</sup> Детальный микроскопический расчет описанного в данном сообщении явления на основе кинетической теории сверхпроводимости [6] будет опубликован позднее.

<sup>2)</sup> Предполагаемая в [7, 8] возможность объяснения нелинейности ВАХ сверхпроводящих пленок учетом флуктуационного тока не соответствует эксперименту. При характерных электрических полях, отвечающих резистивному участку ВАХ, флуктуационный ток пренебрежимо мал.