

## ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРАХ

**И.Н. Бондаренко**

*Харьковский военный университет, пл. Свободы, 6, Харьков, 61043, Украина*

Поступила в редакцию 21 октября 1999 г.

Рассмотрены ограничения, накладываемые на величины электромагнитных полей в низкотемпературных сверхпроводящих резонаторах (СПР) такими явлениями как магнитный, термомагнитный и тепловой пробой, ВЧ разряд в газе, автоэлектронная эмиссия, электронный резонансный разряд и т.п. Приведены числовые оценки влияния ограничивающих факторов. На основании проведенного анализа определены требования к технологии изготовления, конструкциям и условиям эксплуатации СПР.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** сверхпроводящий резонатор, поверхностное сопротивление, теплопроводность, термомагнитный, высокочастотный, автоэлектронная эмиссия.

Несмотря на значительный объем исследований, посвященных высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП), резонансные системы, изготовленные из них, используются, в основном, для исследования их же физических свойств и практического интереса, особенно в СВЧ диапазоне, пока не представляют, поскольку их поверхностное сопротивление на несколько порядков выше, чем у низкотемпературных СПР. Это сохраняет востребованность низкотемпературных СПР и актуальность оценки их реальных возможностей.

При высоких значениях добротностей низкотемпературных СПР ( $Q \sim 10^7 - 10^{11}$ ) даже при сравнительно небольших величинах входных электромагнитных сигналов достигаются высокие уровни напряженностей магнитных и электрических полей. При этом проявляется целый ряд физических, технологических и других факторов, ограничивающих возможности применения СПР. Оценки влияния ограничивающих факторов проводятся в различных работах, а в [1] была предпринята попытка осуществить сводную оценку воздействия различных факторов. Однако, разрозненность этих данных, их, в большинстве случаев, качественный характер и, как следствие, отсутствие рекомендаций, затрудняет использование даже имеющихся теоретических и экспериментальных результатов.

Ниже приводится анализ факторов, ограничивающих достижение предельных значений магнитных и электрических полей в СПР при высоких уровнях электромагнитных сигналов, с целью определения требований к технологии и конструкциям, выработки рекомендаций и оценки пределов применимости СПР.

### ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУД ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ ОТ ПАРАМЕТРОВ СПР И МОЩНОСТИ ВХОДНОГО СИГНАЛА

Для детального рассмотрения ограничивающих факторов необходимо определить амплитуды напряженностей электрических и магнитных полей в СПР в зависимости от параметров резонатора и входного сигнала.

Выражения для полей в цилиндрическом резонаторе при возбуждении вида колебаний  $E_{010}$  можно записать следующим образом:

$$E_z = A_{010} I_0 \left( \frac{\eta_{01}}{r_0} r \right); \quad (1)$$

$$H_\varphi = -j A_{010} \frac{\omega \varepsilon_0 r_0}{\eta_{01}} I_0' \left( \frac{\eta_{01}}{r_0} r \right),$$

где  $A_{010}$  – величина, зависящая от мощности сигнала, вводимого в резонатор, и потерь в нем;  $I_0$  и  $I_0'$  – функция Бесселя и производная функции Бесселя;  $\eta_{01}$  – корень функции Бесселя;  $r_0$  – радиус резонатора;  $\omega$  – рабочая частота;  $r$  – текущая радиальная координата;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Средняя мощность потерь в проводящей оболочке резонатора равна

$$P_{\text{п}} = \frac{1}{2} R_{\text{п}} \int_s |H_{\tau}|^2 ds = A_{010}^2 R_{\text{п}} \left( \frac{\omega \varepsilon_0}{\eta_{01}} \right)^2 \pi r_0^3 [h + r_0 I_1^2(\eta_{01})], \quad (2)$$

где  $R_{\Pi}$  – поверхностное сопротивление материала резонатора;  $H_{\tau}$  – напряженность магнитного поля вблизи поверхности;  $h$  – высота резонатора.

Из (2) можно найти выражения для  $A_{010}$

$$A_{010} = \sqrt{\frac{P_{\Pi}}{R_{\Pi} \left( \frac{\omega \varepsilon_0}{\eta_{01}} \right)^2 \pi r_0^3 [h + r_0 I_1^2(\eta_{01})]}}. \quad (3)$$

Предполагая потери в резонаторе, обусловленными только  $R_{\Pi}$ , а также учитывая, что  $R_{\Pi} = \frac{G}{Q_0}$ ;  $Q_0 = Q_H(1 + \beta_1 + \beta_2)$ , где  $G$  – геометрический фактор резонатора (для вида колебаний  $E_{010} G = 302$  Ом при  $2r_0 = h$ ,  $\omega = \eta_{01} / (r_0 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0})$ ), выражение (3) для проходного резонатора можно переписать в виде

$$A_{010} = \sqrt{\frac{4P_{\text{вх}} Q_H \beta_1}{G_{E_{010}} (1 + \beta_1 + \beta_2) \pi r_0 \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} [h + r_0 I_1^2(\eta_{01})]}}. \quad (4)$$

где  $P_{\text{вх}}$  – мощность сигнала на входе резонатора;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума.

Аналогичное выражение можно получить для вида колебаний  $H_{011}$  в цилиндрическом резонаторе.

Выражения для полей:

$$\begin{aligned} H_z &= B_{011} I_0 \left( \frac{\mu_{01}}{r_0} r \right) \sin \left( \frac{\pi}{h} z \right); \\ H_r &= B_{011} \frac{\pi r_0}{h \mu_{01}} I_0' \left( \frac{\mu_{01}}{r_0} r \right) \cos \left( \frac{\pi}{h} z \right); \\ E_{\varphi} &= j B_{011} \frac{\omega \mu_0 r_0}{\mu_{01}} I_0' \left( \frac{\mu_{01}}{r_0} r \right) \sin \left( \frac{\pi}{h} z \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\mu_{01}$  – корень производной функции Бесселя.

Коэффициент  $B_{011}$  может быть определен из следующего соотношения

$$B_{011} = \sqrt{\frac{4P_{\text{вх}} Q_H \beta_1}{G_{H_{011}} (1 + \beta_1 + \beta_2) \pi r_0 \left[ \frac{1}{4} I_0^2(\mu_{01}) h + \frac{\pi r_0^3}{(h \mu_{01})^2} I_1^{20}(\mu_{01}) \right]}}. \quad (6)$$

(Величина  $G_{H_{011}} = 780$  Ом при  $h = 2r_0$ ).

На рис. 1 и 2 приведены зависимости коэффициентов  $A_{010}$  и  $B_{011}$  от мощности входного сигнала ( $P_{\text{вх}} = 10^{-3} - 1$  Вт), нагруженной добротности ( $Q_H = 10^6 - 10^{11}$ ) при различных коэффициентах связи ( $\beta_1 = \beta_2 = 0, 0,1; 0,1; 1,0$ ), вычисленные по формулам (4) и (6) для цилиндрических резонаторов трехсантиметрового диапазона с размерами: для вида колебаний  $E_{010} - h = 2r_0 = 2,3 \cdot 10^{-2}$  м;  $H_{011} - h = 2r_0 = 4 \cdot 10^{-2}$  м.

Подставляя численные значения в соотношения (1) и (5) нетрудно убедиться, что напряженности магнитных и электрических полей в СПР достигают значительных величин даже при сравнительно невысоких уровнях мощности входного сигнала. Однако, при высоких значениях напряженностей электрических и магнитных полей начинают проявляться различные нежелательные эффекты и явления, которые приводят к снижению предельных уровней электромагнитных полей в СПР.

### КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Зависимость  $H_{\text{кр}}$  от температуры определяется по соотношению [2]

$$H_{\text{кр}} = H_{\text{кр}}(0) \left( 1 - t_{\text{гр}}^2 \right), \quad (7)$$

где  $H_{\text{кр}}(0)$  – критическое значение напряженности магнитного поля при нулевой температуре,  $t_{\text{гр}} = T / T_{\text{к}}$ .

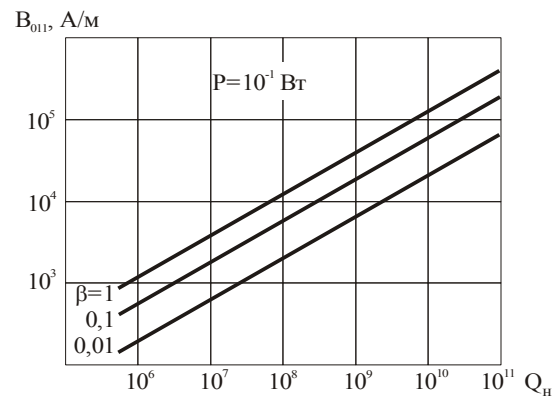
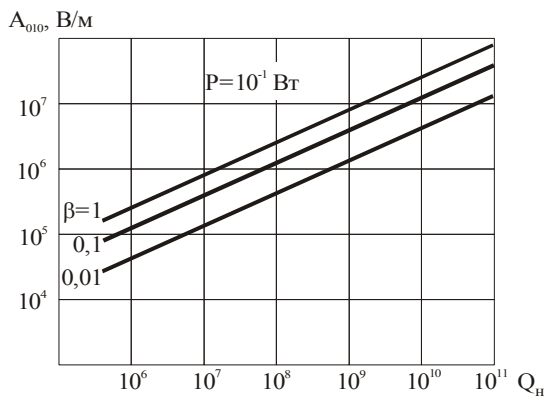
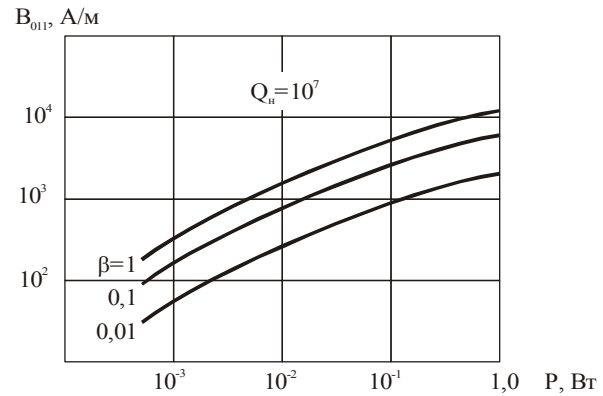
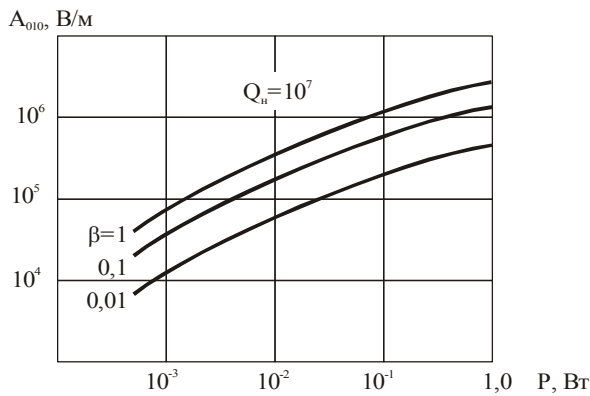


Рис. 1. Зависимость коэффициентов  $A_{010}$  от мощности входного сигнала и нагруженной добротности

Рис. 2. Зависимость коэффициентов  $B_{011}$  от мощности входного сигнала и нагруженной добротности

Для изготовления СПР в основном используются такие материалы как  $Pb$  ( $T_K=7,18$  К),  $Nb$  ( $T_K=9,25$  К) и  $Nb_3Sn$  ( $T_K=18,2$  К) [1, 3–5]. Критические значения напряженностей магнитного поля для этих сверхпроводников равны соответственно:  $Pb$ ,  $H_{кр}(0) \approx 6,4 \cdot 10^4$  А/м;  $Nb$ ,  $H_{кр}(0) = 1,54 \cdot 10^5$  А/м [4],  $Nb_3Sn$ ,  $H_{кр}(0) = 2,8 \cdot 10^5$  А/м [6]. При этом необходимо учесть, что  $Nb$  и  $Nb_3Sn$  сверхпроводники II рода и для них величины  $H_{кр}(0)$  найдены из соотношения, связывающего между собой разность свободных энергий нормального  $F_n$  и сверхпроводящего  $F_c$  состояния –  $F_n - F_c = \mu_0 H_{кр}^2 / 2$ , в то время как  $H_{кр1}(0)$  для  $Nb$  и  $Nb_3Sn$  равны соответственно  $\sim 1,3 \cdot 10^5$ ;  $\sim 0,18 \cdot 10^5$  А/м [6, 7]. Если учесть, что СПР эксплуатируется в основном в интервале температур 1,5 – 4,2 К, и воспользоваться соотношением (7), то для трех выбранных сверхпроводников можно получить ряд значений критических магнитных полей (см. Таблицу 1).

Таблица 1.

$H(T), 10^5$ А/м	$Pb$	$Nb$	$Nb_3Sn$
$H_{кр1}(1,5)$	–	1,27	0,18
$H_{кр}(1,5)$	0,61	1,5	2,8
$H_{кр1}(4,2)$	–	1,03	0,17
$H_{кр}(4,2)$	0,42	1,2	2,65

Поскольку в экспериментальных работах по исследованию СПР из  $Nb$  были достигнуты значения критических высокочастотных полей, лежащие между  $H_{кр1}$  и  $H_{кр}$  [8, 9], по-видимому, предельными следует считать  $H_{кр}$ . Сопоставляя оценки, приведенные в таблице 1 и полученные с помощью соотношений (1), (4), (5) и (6) можно убедиться, что магнитные поля на рабочих поверхностях СПР достигнут

критических значений при  $P_{\text{вх}} \sim 0,1 \text{ Вт}$ ,  $\beta_1 = \beta_2 = 1$ ,  $Q_{\text{н}} \sim 10^{10}$ ;  $\sim 10^{11}$ ,  $\sim 1,5 - 4 \cdot 10^{11}$  для  $Pb$ ,  $Nb$  и  $Nb_3Sn$  соответственно. Следовательно, даже при сравнительно невысоких уровнях высокочастотной мощности, значения полей в СПР составляют величины, близкие к критическим. Для резонаторов с добротностями  $\sim 10^7$ , которые являются типичными для температуры 4,2 К, величина входной мощности может быть увеличена на три-четыре порядка.

Однако, проведенные оценки справедливы лишь для случая идеального СПР, т.е. резонатора с идеально гладкими и чистыми рабочими поверхностями и идеальной теплопроводностью стенок. В реальном СПР микронеровности на поверхности будут приводить к появлению локальных участков, где магнитное поле будет достигать критических значений и переводить сверхпроводник в нормальнопроводящее состояние. При этом за счет увеличения поверхностного сопротивления будут расти тепловые потери, увеличиваться температура и снижаться  $H_{\text{кр}}(T)$  соседних участков поверхности и т.д., до тех пор пока весь СПР или часть его не станут нормальнопроводящими.

В [10] рассмотрено влияние микронеровностей на увеличение  $H_{\text{кр}}$  на поверхности сверхпроводника. Для острия в виде полуэллипсоида с симметрией вращения получено следующее выражение

$$H_{\text{кр.лок}} = \beta_{\text{н}} \cdot H_{\text{кр}} = \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{2\alpha^3}{\alpha + \left( \frac{1-\alpha^2}{2} \right) \lg \frac{1-\alpha}{1+\alpha}} \right]^{-1} \right\} \cdot H_{\text{кр}}, \quad (8)$$

где  $H_{\text{кр.лок}}$  – напряженность поля на конце полуэллипсоида;  $\alpha = \left( 1 - b^2/a^2 \right)^{1/2}$ ;  $a, b$  – полуоси эллипсоида. При  $1 \leq a/b \leq \infty$ , величина  $\beta_{\text{н}}$  меняется в пределах от 1,5 до 2.

В случае складки бесконечной длины, имеющей в сечении полуэллипс

$$H_{\text{кр.лок}} = \beta_{\text{н}} \cdot H_{\text{кр}} = \left( \frac{a}{b} + 1 \right) \cdot H_{\text{кр}}, \quad (9)$$

где  $H_{\text{кр.лок}}$  – напряженность поля на гребне складки.

Видно, что такая неоднородность с  $a/b \gg 1$  может привести к значительному снижению величин  $H_{\text{кр}}$ . Складки подобного типа могут образоваться на рабочих поверхностях резонатора в результате механической обработки (может быть устранено или существенно уменьшено последующей химической или электрохимической полировкой) или на границах зерен кристаллитов сверхпроводника с характерными размерами, сравнимыми с размерами резонатора (следовательно необходимо стремиться к использованию поликристаллических структур или монокристаллов). На практике величина  $a/b \leq 10$  и данный механизм «магнитного пробоя» снижает  $H_{\text{кр}}$  в несколько раз. Следует отметить, что на реальных сверхпроводящих рабочих поверхностях резонаторов редко встречаются неровности в виде одиночных выступов или складок. Чаще имеет место наличие большого количества микронеровностей различной формы и размеров. Но, в этом случае, можно предполагать увеличение размагничивающего фактора, или, что одно и то же, уменьшение  $H_{\text{кр.лок}}$  на гребнях неоднородностей меньшим за счет взаимного экранирования соседними неоднородностями друг друга. Поэтому оценки (8) и (9) можно считать предельными.

Одним из факторов, снижающих значения предельных магнитных полей в СПР, является термомагнитный пробой. Конечное значение теплопроводности материала стенок резонатора приводит к тому, что не все тепло, выделяющееся в поверхностном слое резонатора при протекании в нем высокочастотных токов, успевает отводиться в жидкий гелий и, как следствие, стенки резонатора нагреваются и переходят в нормально проводящее состояние. Источниками таких локальных перегревов могут служить участки поверхности, на которых имеются различные неоднородности (вкрапления примесных атомов и молекул газов, границы зерен, дислокации, участки фаз с более низкой  $T_{\text{к}}$  или теплопроводностью, другие нарушения кристаллической структуры, микронеровности и т.п.).

Уравнение теплового баланса для СПР можно записать в следующем общем виде [9]

$$\frac{1}{2} R_{\text{сн}}(T_1, H_{\tau}) H_{\tau}^2 = k |\text{grad } T|, \quad (10)$$

где  $R_{\text{сн}}(T_1, H_{\tau})$  – поверхностное сопротивление;  $k$  – теплопроводность;  $T_1$  – температура внутренней поверхности резонатора. Величина  $R_{\text{сн}}(T_1, H_{\tau})$  описывается выражением

$$R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau) = \left\{ R_{\text{ост}} + \frac{A_0}{T_1} \exp \left[ -\frac{\Delta(T_1)}{kT_1} \right] \right\} \left[ 1 + \gamma \left( \frac{H_\tau}{H_{\text{кр}}} \right)^2 \right], \quad (11)$$

где  $R_{\text{ост}}$  – остаточное сопротивление сверхпроводника;  $A_0$  – коэффициент, зависящий от частоты;  $\Delta(T_1)$  – энергетическая щель;  $1 + \gamma \left( \frac{H_\tau}{H_{\text{кр}}} \right)^2$  – учитывает зависимость  $R_{\text{сп}}$  от напряженности магнитного поля (величина  $\gamma$  порядка единицы).

Предполагая, что  $k$  практически не зависит от температуры, уравнение (10) для цилиндрического резонатора с радиусом внутренней стенки  $r_1$ , внешней  $r_2$ , можно привести к следующему виду:

$$\frac{1}{2} R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau) \cdot H_\tau^2 = \frac{k}{r_1 \ln(r_2/r_1)} (T_1 - T_2). \quad (12)$$

( $T_2$  – температура хладагента снаружи охлаждаемого объекта).

В случае  $d \ll r_1$ , где  $d$  – толщина стенки резонатора:

$$\frac{1}{2} R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau) \cdot H_\tau^2 = \frac{k}{d} (T_1 - T_2). \quad (13)$$

При работе с жидким гелием ниже  $\lambda$ -точки (2, 172 К) между внешней поверхностью резонатора и жидким гелием появится разность температур  $\Delta T = T_2 - T_{II}$  ( $T_{II}$  – температура сверхтекучего гелия), обусловленная сопротивлением Капицы  $R_k$ . Соотношение между  $R_k$ ,  $\Delta T$  и тепловым потоком  $q$  будет следующим [11]:

$$R_k q = \Delta T \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta T}{T_{II}} + \left( \frac{\Delta T}{T_{II}} \right)^2 + \frac{1}{4} \left( \frac{\Delta T}{T_{II}} \right)^3 \right\} = \Delta T f. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (13) получим

$$H_\tau^2 = \frac{2}{R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau)} \frac{(T_1 - T_{II})}{d/k + R_k/f}. \quad (15)$$

Предполагая  $\Delta T \ll T_{II}$  и пренебрегая малыми членами в (14), приведем (15) к следующему упрощенному виду

$$H_\tau^2 \left[ 1 + \gamma \left( \frac{H_\tau}{H_{\text{кр}}} \right)^2 \right] = \frac{2}{R_{\text{сп}}(T_1)} \frac{1}{d/k + R_k} (T_1 - T_{II}). \quad (16)$$

Решая (16) получим выражение для  $H_\tau$ , определяющее величину напряженности магнитного поля  $H_{\text{лок}}$ , при которой будет наступать терромагнитный пробы

$$H_{\text{лок}} = \left\{ H_{\text{кр}} \left[ \frac{H_{\text{кр}}^2}{4\gamma^2} + \frac{2(T_{\text{кр}} - T_{II})}{R'_{\text{сп}}(T)(d/k + R_k)} \right]^{1/2} + \frac{H_{\text{кр}}^2}{2\gamma} \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

где  $T_{\text{кр}}$  – критическая температура перехода в нормальнопроводящее состояние участка поверхности с неоднородностью.

При этом значение  $R'_{\text{сп}}(T)$ , при котором начинается пробы, можно найти из условия

$$R'_{\text{сп}}(T) \geq \frac{8(T_{\text{кр}} - T_{II})}{(d/k + R_k) H_{\text{кр}}^2}. \quad (18)$$

На рис. 3 приведен график зависимости  $R'_{\text{сп}}(T)$  от  $T_{\text{кр}}$  для Nb (принималось  $\gamma = 1$ ,  $d = 3 \cdot 10^{-3}$  м,  $R_k^{-1} = 0,02 \cdot T_{II}^{4,65} \cdot 10^4$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-1</sup> [11, 12],  $k = 20$  Вт·м<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup> [11, 12],  $H_{\text{кр}} = 1,5 \cdot 10^5$  А/м,  $T_{II} = 2$  К).  $R'_{\text{сп}}(T)$  лежит в пределах  $1 - 7 \cdot 10^{-6}$  Ом. Следовательно, наличие на поверхности ниобиевого резонатора участков с сопротивлением свыше  $(1 - 7) \cdot 10^{-6}$  Ом будет

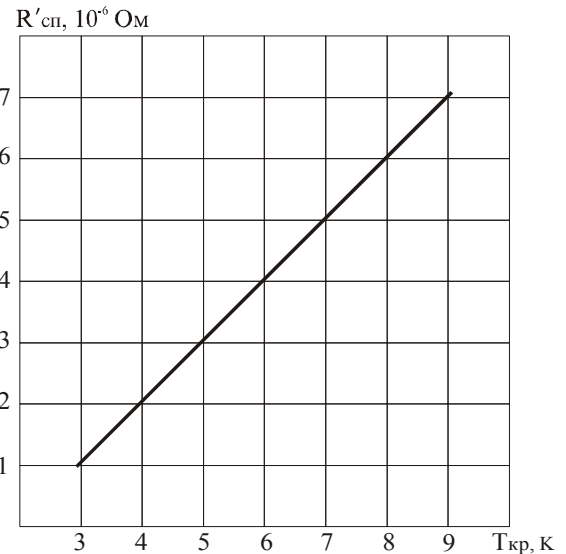


Рис. 3. Зависимость сопротивления участков сверхпроводящей поверхности от температуры их перехода в нормальнопроводящее состояние

приводить к снижению предельно достижимых магнитных полей в резонаторе за счет возникновения термомагнитного пробоя. При этом, в зависимости от величин  $d$ ,  $k$  и  $R_k$  отношение  $H_{кр}/H_{лок}$  может составлять от нескольких единиц до нескольких десятков.

Необходимо отметить, что использование уравнения теплового баланса в виде (12) соответствует рассмотрению цилиндрического резонатора как бесконечного цилиндра с  $r_1 < r < r_2$  и однородным распределением поля вдоль стенок, представление соотношением (13) соответствует рассмотрению бесконечной пластины с толщиной  $d$  и однородным распределением поля вдоль нее.

Учет того, что резонатор является цилиндром с конечными размерами ( $r_1 < r < r_2$ ,  $0 < z < h$ ) приводит к усложнению уравнения теплового баланса. Разность температур между внутренней стенкой резонатора и ванной жидкого гелия запишется следующим образом [11]:

$$T_1 - T_{II} = -\frac{2}{k\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F_0(n\pi r_1/h, n\pi r_2/h)}{nF_1(n\pi r_1/h, n\pi r_2/h)} \sin \frac{n\pi z}{h} \int_0^h q(z') \sin \frac{n\pi z'}{h} dz', \quad (19)$$

где

$$F_0(x, y) = I_0(x)K_0(y) - K_0(x)I_0(y),$$

$$F_1(x, y) = I_1(x)K_0(y) - K_1(x)I_0(y),$$

$I_0, I_1$  и  $K_0, K_1$  – модифицированные цилиндрические функции (функции Бесселя мнимого аргумента и функции Макдональда, соответственно).

В случае вида колебаний  $H_{011}$  тепловой поток через единицу поверхности

$$q(z) = \frac{H_{\tau}^2}{2} \sin(\pi z/h) R_{сн}(T_1, H_{\tau}) \quad (20)$$

При  $z = h/2$ , где  $H_{\tau}$  достигает максимума

$$T_1 - T_{II} = \frac{H^2}{2} R_{сн}(T_1, H_{\tau}) \eta, \quad (21)$$

где

$$\eta = -\frac{2}{k\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F_0(n\pi r_1/h, n\pi r_2/h)}{nF_1(n\pi r_1/h, n\pi r_2/h)} \sin \frac{n\pi}{2} [\cos(n\pi) - 1] \left[ \left( \frac{1}{n+2} - \frac{1}{n} \right) - \left( \frac{1}{n} - \frac{1}{n-2} \right) \right] \quad (22)$$

С учетом выражений (13) и (15) получим

$$H_{\tau}^2 = \frac{2}{\eta R_{сн}(T_1, H_{\tau})} \cdot \frac{T_1 - T_{II}}{d/k + R_k/f} \quad (23)$$

На рис. 4 приведены графики зависимостей  $H_{\tau}(T_{II})$ , найденные с учетом соотношений (12), (15), и (23). (При этом рассматривался ниобиевый резонатор дециметрового диапазона, возбуждаемый на виде колебаний  $H_{011}$  с  $d = 4,6 \cdot 10^{-3}$  м,  $R_{ост} = 1,66 \cdot 10^{-6}$  Ом,  $A_0 = 1,63 \cdot 10^{-2}$ ,  $R_k = 0,02$   $T_{II}^{4,65}$  при различных значениях  $k$ ). Графики показывают, что даже приближенное соотношение (15) позволяет производить оценку величины  $H_{лок}$  с достаточной точностью.

В большинстве практических устройств, использующих СПР, температура жидкого гелия выше  $\lambda$  – точки (обычно 4,2 К). При этом теплопроводность гелия очень сильно падает и становится равной  $0,02$  Вт·м<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup> [13]. Это, в свою очередь, приведет к существенному снижению  $H_{лок}$  (12), (15), (23). Однако на практике значительного снижения  $H_{лок}$  не наблюдается, поскольку в *HeI* происходит теплообмен также за счет теплопереноса. В связи с этим ограничения, накладываемые на величину

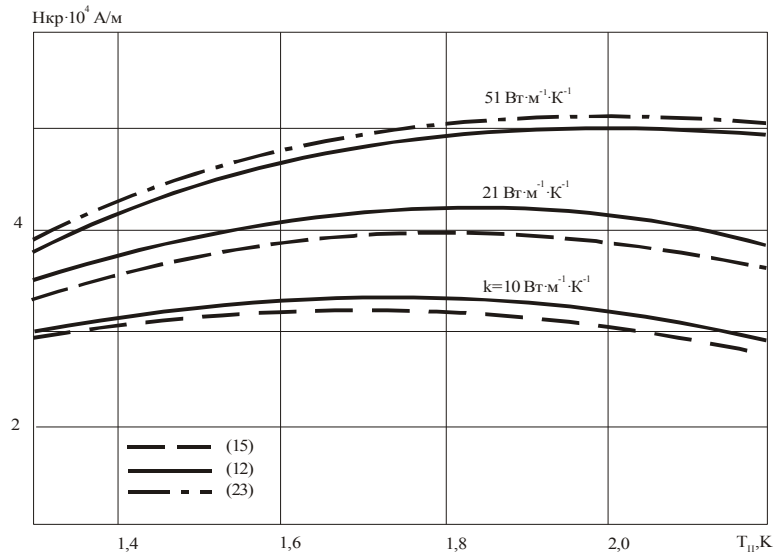


Рис. 4. Зависимость критической величины напряженности магнитного поля на внутренней поверхности сверхпроводящего резонатора от температуры на его наружной поверхности

$H_{\text{лок}}$  низкой теплопроводностью  $HeI$ , будут проявляться при импульсных сигналах с длительностями, сравнимыми с временем протекания процессов теплопереноса.

При импульсном сигнале зависимость теплового потока через стенку резонатора от времени приобретает следующий вид

$$q(t_1 - \tau) = \frac{R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau)}{2} \cdot H_\tau^2 \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{\omega_0}{2Q_H} (t_1 - \tau) \right] \right\}^2, \quad (24)$$

где  $t_1$  – длительность импульса;  $\tau$  – текущее время.

Предполагая  $HeI$  в виде полубесконечной среды, в которой нет теплопереноса, а также учитывая, что сопротивление Капицы в этом случае будет мало по сравнению с температурным градиентом в гелии, можно в выражении (14) ограничиться только первым членом и тогда уравнение теплового баланса будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau) H_\tau^2}{2} = \frac{T_1}{d/k + R_k} - \frac{S}{d/k + R_k} H_\tau^2, \quad (25)$$

где

$$S = \frac{1}{\sqrt{KC\pi}} \frac{R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau)}{2} \int_0^{t_1} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{\omega_0}{2Q_H} (t_1 - \tau) \right] \right\}^2 \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}}, \quad (26)$$

$K$  и  $C$  – теплопроводность и теплоемкость  $HeI$ .

Из (25) для  $H_{\text{лок}}$  получим следующее выражение

$$H_{\text{лок}}^2 = \frac{T_1}{d/k - R_k} \left( \frac{R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau)}{2} + \frac{S}{d/k + R_k} \right)^{-1} \quad (27)$$

Для цилиндрических стенок вместо  $d/k$  подставляется  $\frac{r_1 \ln(r_2/r_1)}{k}$ .

Из (27) видно, что величина  $H_{\text{лок}}$  на стенках резонатора при его охлаждении в  $HeI$  будет дополнительно уменьшаться за счет уменьшения теплопроводности  $HeI$  (помимо влияния уменьшения величины  $R_k$  и роста  $R_{\text{сп}}(T_1, H_\tau)$  при повышении температуры).

Таким образом, для снижения влияния эффекта термомагнитного пробоя на величину  $H_{\text{кр.лок}}$ , необходимо, наряду с улучшением качества рабочей поверхности СПР с целью ликвидации "слабых" участков, уменьшать толщину стенок резонатора, для его изготовления использовать материалы с высокой теплопроводностью. Кроме того, как было показано в [12] отожженный материал с полированной поверхностью, соприкасающейся с жидким гелием, имеет меньший температурный скачок за счет сопротивления Капицы.

Минимальная толщина стенок резонатора определяется требованиями к его механической жесткости. В [14] исследовались ниобиевые резонаторы с толщиной стенок 1 мм. При этом были получены стабильные значения высокочастотных магнитных полей  $H_{\text{кр}}$  (1,5 К)  $\sim 7.2 \cdot 10^4$  А/м, в то время как максимальные достигнутые значения  $H_{\text{кр}}$  (1,5 К)  $\sim 1.27 \cdot 10^5$  А/м [8, 9].

Факторы, влияющие на величину теплопроводности и сопротивление Капицы достаточно полно рассмотрены в [1]. К сожалению, выбор материалов для изготовления СПР ограничен. Это, в основном, уже упоминавшиеся Pb, Nb, Nb<sub>3</sub>Sn, причем последний, как правило, формируется на ниобиевой подложке. Все эти материалы имеют невысокую теплопроводность. Поэтому наиболее перспективный путь – формирование тонкого рабочего слоя толщиной несколько мкм на подложке из материала с высокой теплопроводностью. Однако, при этом увеличивается вклад температурных скачков на границах различных материалов [1].

Резонаторы со стенками в виде слоев материалов с разной теплопроводностью будут по-разному вести себя по отношению к импульсным СВЧ сигналам в зависимости от временных параметров импульса. Например, если длительность импульса будет меньше времени тепловой релаксации в системе сверхпроводящий слой – подложка или сверхпроводник –  $HeI$  (или поверхностный слой – массивный материал), то может происходить переход в нормальнопроводящее состояние поверхностного слоя резонатора за время действия импульса, а затем, если интервал между импульсами больше времени тепловой релаксации, возврат в сверхпроводящее состояние. При длительности импульса большей времени тепловой релаксации и его амплитуде, приводящей к установлению значительных напряженностей полей, термомагнитный пробой будет происходить также как и при непрерывном СВЧ сигнале. В [15] на ниобиевых ре-

зонаторах были зафиксированы два вида термомагнитного пробоя с различными длительностями. При этом пробой с малой длительностью происходил при переходе в нормальнопроводящее состояние поверхностного слоя сверхпроводника. По-видимому, можно утверждать, что в системе поверхностный слой – подложка – жидкий гелий, с различными значениями теплопроводности в каждом слое и  $K_{пс} < K_{п} < K_{He}$  могут наблюдаться термомагнитные пробой трех длительностей.

На величину предельных значений напряженностей полей в СПР влияет также то, что при постоянной величине входной мощности и установившемся тепловом режиме их значения будут уменьшаться вследствие роста потерь в стенках резонатора за счет увеличения  $R_{сп}$  при повышении температуры.

В СПР проявляется, также, целый ряд нежелательных эффектов, вызываемых электрической компонентой электромагнитного поля.

### КРИТИЧЕСКОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Из графиков, приведенных на рис.1 и 2, соотношений (1) и (5) для электрических компонент электромагнитных полей в резонаторе можно определить, что в зависимости от добротности и мощности сигнала, вводимого в СПР, величина напряженности электрического поля будет изменяться в пределах от  $10^4$  до  $10^8$  В/м. Такие значения электрических полей могут вызвать как высокочастотный разряд в остаточных газах, так и эмиссию электронов из поверхности резонатора.

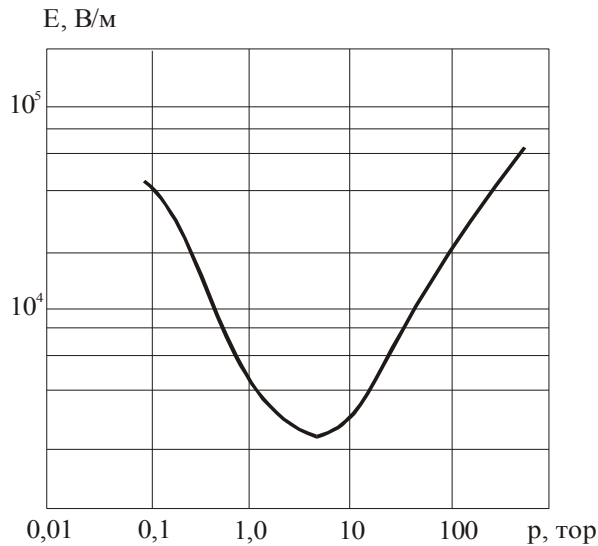


Рис. 5. Зависимость пробойного значения электрического поля от давления для гелия [17]

В работе [16] было зафиксировано появление высокочастотного газового разряда при  $Q_H \sim 2 \cdot 10^7$ ,  $P_{вх} \sim 10^{-2}$  Вт. и давлении гелия, который использовался как теплообменный газ,  $p \sim 0,1$  тор. Из формул (1), (4) – (6) можно определить, что напряженность электрического поля при этом составляла  $\sim 3,6 \cdot 10^5$  В/м. На рис. 5 приведена типичная кривая зависимости пробойного поля от давления газа, полученная для гелия [17]. Из графика видно, что значения напряженности электрического поля, достигнутые в [16], соответствуют пробойным полям, получаемым при экстраполяции графика в район давлений  $\sim 0,1$  тор. Необходимо также отметить, что наиболее вероятно появление пробоя при давлении гелия порядка нескольких единиц тор, поскольку пробойные поля в этом случае составляют величины  $10^3 - 10^4$  В/м.

В [18] указывается, что одной из возможных причин ограничения предельных значений полей, достигаемых в СПР, может быть конденсация остаточных газов на сверхпроводящих поверхностях в виде микрокапель и образование, таким образом, участков с повышенным тепловыделением за счет отличной от нуля величины  $tg\delta$  конденсата и большой амплитуды электрических полей.

Появление таких участков на сверхпроводящей поверхности может привести к их преждевременному тепловому пробую.

Отмеченные выше эффекты, обусловленные остаточными газами, можно существенно ослабить или полностью устранить путем более тщательного вакуумирования резонаторов, однако их необходимо иметь ввиду, поскольку при эксплуатации СПР могут появиться газы за счет процессов диффузии или газовой выделению.

Следующим ограничивающим фактором в достижении предельных значений электромагнитных полей в СПР является автоэлектронная эмиссия.

Действительно, амплитуды полей  $10^6 - 10^8$  В/м близки к значениям, вызывающим автоэлектронную эмиссию, которая проявляется при полях порядка  $10^9 - 10^{10}$  В/м [19]. Плотность автоэмиссионного тока определяется по формуле Фаулера – Нордгейма

$$j = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E_{л}^2}{\varphi} \exp \left[ - \frac{6,85 \cdot 10^7 \cdot \varphi^{3/2}}{E_{л}} \Theta \left( \frac{3,62 \cdot 10^{-4} \sqrt{E_{л}}}{\varphi} \right) \right] \quad (28)$$

где  $\varphi$  – работа выхода электрона, эВ;  $E_{л}$  – локальное электрическое поле в точке эмиссии, В/см;  $\Theta(y)$  – функция Нордгейма.

Подставляя в формулу (28) значения  $E_{\text{д}}$  и учитывая, что для  $Pb$  и  $Nb$   $\phi \sim 4\text{эВ}$  [20], можно получить для поля  $E_{\text{д}} \sim 6 \cdot 10^7$  В/см плотность тока  $\sim 2 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>, а при  $E_{\text{д}} \sim 10^7$  В/см — величину тока на 20 порядков меньшую. Это свидетельствует, что даже относительно небольшое изменение величины  $E_{\text{д}}$  может привести к существенному росту автоэмиссионного тока. Однако, в данном примере в (28) подставлялись значения электрических полей намного большие, чем могут быть достигнуты в СПР даже при добротностях  $\sim 10^{11}$ . В тоже время экспериментально при амплитудах ВЧ полей  $10^6$  В/м в СПР были зафиксированы эмиссионные токи на много порядков большие, чем рассчитанные по формуле (28) [1]. Этот эффект объясняется тем, что величина  $E_{\text{д}}$  за счет наличия микронеровностей и неоднородностей может быть во много раз больше  $E_{\text{вч}}$ . В [19] показано, что величина  $E_{\text{д}}$  может быть определена из следующей формулы

$$E_{\text{д}} = \frac{2U}{2 \ln \frac{4R}{r}}, \quad (29)$$

где  $U$  — напряжение между электродами;  $R$  — расстояние между электродами;  $r$  — радиус эмиттера.

Предполагая величину  $r = 10^{-6}$  м (соответствует 8-10 классу чистоты обработки поверхности),  $R = 2,3 \cdot 10^{-2}$  м (вид колебаний  $E_{010}$ ,  $f = 10$  ГГц) при  $E_{\text{вч}} \approx 10^6$  В/м получим из (29)  $E_{\text{д}} = 4,6 \cdot 10^9$  В/м. При таком значении  $E_{\text{д}}$  плотность эмиссионного тока будет равна  $9,2 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup>. Естественно, что максимального значения эмиссионный ток будет достигать периодически при максимуме ВЧ поля.

Автоэлектронная эмиссия одновременно будет приводить к появлению других нежелательных эффектов, таких как нагрев микроучастков поверхности СПР за счет тока эмиссии (эффект Ноттингама) и появление локального магнитного поля, обусловленного током эмиссии. В работе [21] показано, что микроучасток поверхности в виде выступа с малым радиусом может повысить свою температуру до критического значения при полях  $E_{\text{вч}} \sim 2,5 - 3 \cdot 10^7$ ;  $1 - 1,5 \cdot 10^8$  В/м для  $Pb$  и  $Nb$  соответственно.

При  $r = 3 \cdot 10^{-8}$  м, напряженности электрических полей  $E \sim 2,7 \cdot 10^7$ ;  $3,3 \cdot 10^7$  В/м вызывают появление эмиссионных токов с напряженностями магнитных полей выше соответствующих критических значений для  $Pb$  и  $Nb$  [3].

Таким образом, если не принимать специальных мер по улучшению качества обработки поверхности, то критические значения электрических полей будут  $\sim 10^6 - 10^7$  В/м, а такие величины могут быть достигнуты уже при  $Q_{\text{н}} \sim 10^7$  и  $P_{\text{вх}} \sim 1$  Вт (4).

Электроны, появившиеся в полости резонатора в результате автоэлектронной эмиссии, под воздействием высокочастотного поля могут приобрести энергию, достаточную для стимуляции процесса вторичной эмиссии. Если коэффициент вторичной эмиссии больше единицы, а фаза ВЧ поля соответствует ускоряющему воздействию на электроны, тогда даже при небольшом начальном количестве автоэлектронов в полости резонатора может возникнуть низковольтный резонансный ВЧ разряд, который еще называют вторичным электронным резонансным разрядом или мультипакторным эффектом [1].

Упрощенно процесс формирования разряда происходит следующим образом. Несколько электронов, первоначально имеющих в разрядном промежутке, направляются с большой скоростью к одному из электродов, где они выбивают вторичные электроны. Эмитируемые электроны полем противоположного знака переносятся к другому электроду за время приблизительно равное половине периода колебаний ВЧ поля, создавая новую группу вторичных электронов, которые, в свою очередь, ускоряются по направлению к первому электроду. Далее процесс повторяется. Если вторичная эмиссия заметно больше единицы, то число колеблющихся электронов должно заметно возрасти за небольшой промежуток времени до очень больших величин, приводящих к пробое.

Теоретическая оценка разрядных характеристик может быть произведена из следующих допущений. Предположим, что электрическое поле между торцевыми стенками цилиндрического резонатора возбужденного на виде колебаний  $E_{010}$ , меняется по закону  $E = E_{\text{м}} \sin \omega t$ . Влиянием пространственного заряда пренебрегаем, а также считаем, что за время порядка половины периода колебаний, электрон приобретает энергию, достаточную для достижения величины коэффициента вторичной эмиссии, большей единицы. Влиянием магнитного поля также пренебрегаем. В этом случае уравнение движения электрона можно записать в таком виде

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} E_m \sin \omega t \quad (30)$$

где  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона.

Дважды интегрируя это уравнение, получаем

$$\frac{dx}{dt} = v_0 + \frac{eE_m}{\omega m} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t), \quad (31)$$

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{eE_m}{\omega^2 m} [(\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0 - \sin \omega t + \sin \omega t_0]. \quad (32)$$

Предполагая  $v_0 = 0$ ;  $\omega t_0 = 0$ ;  $t = T/2$ ;  $x - x_0 = d$ , где  $d$  — амплитуда смещения электрона, из (31) и (32) получим

$$v = \frac{2eE_m}{\omega m}; \quad (31a)$$

$$d = \frac{eE_m \pi}{\omega^2 m}. \quad (32a)$$

Учитывая (31a) можно записать следующее выражение

$$W_i = \frac{2e^2 E_m}{\omega^2 m} \quad (33)$$

где  $W_i$  — энергия, достаточная для стимуляции эффекта вторичной эмиссии.

Из (33) получим выражение для величины ускоряющего электрического поля:

$$E_m = \omega \sqrt{\frac{mE_i}{2e}} \quad (34)$$

где  $E_i = W_i/e$ .

Принимая  $W_i = 20$  эВ (для  $Pb$  и  $Nb$  энергия ионизации, достаточная для отрыва одного электрона 7.41 и 6.77 эВ, двух — 29, 85 и 27,99 эВ [22]; в [23] минимальной энергией, достаточной для стимуляции вторичной эмиссии, принимается энергия равная работе выхода, а наиболее вероятной — величина  $\sim 100$  эВ — 1 кэВ) и  $\omega = 2\pi \cdot 10^{10}$ , получим  $E_m \sim 4,74 \cdot 10^5$  В/м. Таким образом, даже при добротности  $Q_n \sim 10^7$  и  $P_{вх} \sim 0,1$  Вт в СПР может возникнуть резонансный разряд. В тоже время первичные электроны могут обладать начальной скоростью, а это значит, что даже меньших полей будет достаточно для проявления мультипакторного эффекта.

Необходимо отметить, что на практике процесс протекает несколько сложнее, чем в проведенном рассмотрении. Подставляя значение  $E_m$  в (32a) получим  $d \approx 7 \cdot 10^{-5}$  м в то время как резонатор с  $f_p \approx 10$  ГГц, возбужденный на виде колебаний  $E_{010}$ , будет иметь высоту  $h \approx 2,8 \cdot 10^{-2}$  м. Подставляя полученное значение  $E_m$  в выражение (32a) и предполагая величину  $d \sim 10^{-2}$  м, определим, что при частотах  $f \leq 8 \cdot 10^8$  Гц, электроны будут достигать противоположного электрода за время, равное половине периода, скорость их при этом будет  $\sim 0,1$  с, где  $c$  — скорость света.

Из проведенных оценок можно сделать вывод, что эффект вторичного электронного резонансного разряда только для сравнительно низких частот будет обусловлен взаимодействием электронов, ускоренных за половину периода, с противоположными стенками резонатора. На более высоких частотах электроны за это время не будут достигать поверхности резонатора. В этом случае процесс ускорения электрона сменится его торможением в течении следующего полупериода, а затем опять ускорением, и так до тех пор пока электрон не достигнет противоположной стенки, т.е. необходимо  $n$  периодов колебаний, чтобы электрон достиг противоположной поверхности резонатора. Величина  $n$  характеризует отношение времени пролета электронов к периоду ВЧ колебаний и определяет порядок мультипактора. Кроме того различают два типа резонансного разряда: одноточечный и двухточечный [3]. Одноточечный разряд имеет место, когда вторичная эмиссия происходит на той же поверхности, с которой вылетел первичный электрон, двухточечный — на противоположной.

Проведенное рассмотрение не учитывает влияние ВЧ магнитного поля. Воздействие магнитного поля будет приводить к тому, что траектории ускоряемых электронов будут смещаться из областей максимальных электрических полей к боковым стенкам резонатора, что в конечном итоге, приведет к возникновению вторичной эмиссии на боковых поверхностях резонатора. В [1] приводятся примеры, подтверждающие такую возможность.

Существенным фактором, влияющим на возникновение мультипакторного эффекта является величина коэффициента вторичной эмиссии. В связи с этим предпринимаются различные попытки снизить величину этого коэффициента. Так, в [24] исследовалось влияние покрытий различной толщины из материалов с уменьшенной величиной коэффициента вторичной эмиссии, таких как  $Ti$ ,  $Rh$ ,  $TiN$ . Было получено почти полное исчезновение эффекта резонансного разряда, однако добротность резонаторов при этом уменьшилась почти на порядок за счет потерь в защитных пленках. В работе [25] исследовались ниобиевые поверхности. Было показано, что в зависимости от технологии они могут иметь довольно сложную структуру, состоящую из различных слоев, которые различно влияют на коэффициент вторичной эмиссии. Так, например, слой  $Nb_2O_5$  увеличивает его на 30 %, а слой  $Nb_2O_5 - H_2O$  еще дополнительно на 20 %, в тоже время полимеризованные карбонильные соединения на поверхности, за счет своего отрицательного заряда снижают вторичную эмиссию на 50 %.

Эффективный способ уменьшения мультипактора предлагается в [26]. Поверхность резонатора в тех местах, где взаимодействие электронов с ней наиболее сильное, делается профилированной (ребристой). Причем размер гребней и канавок выбирается таким, чтобы затруднить эмиссию вторичных электронов и снижать энергию первичных. Это позволило почти в два раза увеличить предельные значения электрических полей, при одновременном двукратном росте добротности СПР.

## ВЫВОДЫ

Проведенное рассмотрение касалось таких процессов, ограничивающих достижение предельных значений магнитных и электрических полей в СПР, как магнитный, термомагнитный и тепловой пробой, ВЧ разряд в газе, автоэлектронная эмиссия и вторичный электронный резонансный разряд, причем каждый из этих процессов рассматривался в отдельности, в то время как в реальном СПР эти эффекты взаимосвязаны и могут стимулировать друг друга. Так, например, даже очень слабая автоэлектронная эмиссия будет способствовать возникновению вторичного электронного резонансного разряда, первичные и вторичные электроны, выходящие из металла, изменяют характеристики поверхности, что ведет к появлению «слабых» участков поверхности. В «слабых» местах либо повышена температура, либо ослаблены сверхпроводящие свойства и, как следствие, токи, наводимые магнитным полем, будут приводить к усиленному нагреву и в дальнейшем могут привести к термомагнитному пробую. Таким образом, для оценки возможных предельных значений электромагнитных полей в резонаторе необходим одновременный учет не только всех процессов, а также взаимного их влияния друг на друга, что осуществить практически невозможно. Учет взаимного влияния ограничивающих факторов будет по-видимому, приводить к некоторому снижению величины полей, полученных для независимых процессов.

При выборе материалов для изготовления СПР на предельные значения электромагнитных полей необходимо кроме критической температуры и напряженности критического магнитного поля учитывать также целый ряд таких факторов, как теплопроводность материала, способность поверхности адсорбировать различные примеси, совершенство структуры, постоянство стехиометрии, возможность получения максимально гладкой поверхности и другие. Неучет их может привести к тому, что материал с высокой  $T_{кр}$  и  $H_{кр}$  окажется хуже, чем другой, имеющий более низкое  $T_{кр}$  и  $H_{кр}$ . Подобная картина наблюдается с соединением  $Nb_3Sn$ , которое имеет высокую  $T_{кр}$  и высокое ожидаемое  $H_{кр}^{ВЧ}$ , но на практике не обеспечивает достижения значений напряженностей магнитных полей, близких к  $Nb$ , величины  $T_{кр}$  и  $H_{кр}$  которого значительно ниже [27, 28]. Основным ограничивающим фактором, в данном случае, является термомагнитный пробой, проявляющийся за счет пониженной теплопроводности слоя  $Nb_3Sn$  по сравнению с  $Nb$ , наличие на поверхности микроучастков с пониженной  $T_{кр}$  (вкрапления соединений  $NbSn_2 - T_{кр} = 2,1$  К;  $Nb_6Sn_5 - T_{кр} = 2,6$  К и  $NbSn - T_{кр} = 3,1$  К). По-видимому, дальнейшее совершенствование технологии и использование минимально тонких слоев  $Nb_3Sn$ , наносимых на основу из материала с высокой теплопроводностью, позволят приблизиться к предсказываемым теорией значениям.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.Н., Севрюкова Л.М., Ятис А.А. Сверхпроводящие ускоряющие СВЧ-структуры. М. Энергоиздат, 1981. 208с.
2. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. Пер. с англ. Под ред. Л.П. Горькова. М. Мир, 1968. 280 с.

3. Диденко А.Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. М. Сов. радио, 1973. 256 с.
4. Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицын А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. К. Наук. думка, 1976. 272 с.
5. Брагинский В.Б., Митрофанов В.П., Панов В.И. Системы с малой диссипацией. М. Наука, 1981. 142 с.
6. Уильямс Дж. Сверхпроводимость и ее применение в технике. М. Мир, 1973. 296 с.
7. Физико-химические основы получения сверхпроводящих материалов. Под ред. Е.М. Савицкого. М. Metallurgia, 1981. 480 с.
8. Diepers H., Martens H., Schnitzke K., Schmidt O. Superconducting niobium cavities prepared by electropolishing and anodizing // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1973. – Vol. 20, N 3. – P. 68-70.
9. Hillenbrand B., Martens H., Schnitzke K., Diepers H., On the preparation and a thermal breakdown mechanism of superconducting niobium X-band cavities with high magnetic flux densities // In: Proc. 12-th Int. Conf. High Energy Accel., Stanford. – 1974. – P. 143-146.
10. Bergeret H., Septier A. Renforcement local du champ magnétique HF au voisinage des aspérités d'une surface métallique supraconductrice // C. r. Acad. Sc. Paris. – 1970. – t. 271 B. – P. 1048-1050.
11. Isagawa S., Isagawa K. Limitation of rf field by thermal breakdown in superconducting niobium cavity // Cryogenics. – 1980. – Vol. 20, N 12. – P. 677-680.
12. Mittag K. Kapitza conductance and thermal conductivity of copper, niobium and aluminium in the range from 1,3 to 2,1 K // Cryogenics. – 1973. – Vol. 13, N 2. – P. 94-99.
13. Фастовский В.Г., Петровский Ю.В., Ровинский А.Е. Криогенная техника. М. Энергия, 1974. 496 с.
14. Krause N., Hillenbrand B., Uzel Y., Schnitzke K. Superconducting properties and limitations of thin-wall niobium and niobium-tin cavities // Appl. Phys. – 1983. – Vol. A 30. – P. 67-71.
15. Hallbritter J. RF breakdown of superconducting cavities // In: Proc. Appl. Supercond. Conf. Annapolis. – 1972. – P. 662-666.
16. Дедик Ю.В., Иваницкий К.П., Каплун З.Ф. О явлении высокочастотного газового разряда в сверхпроводящем резонаторе // Электронная техника, Сер.1. Эл-ка СВЧ. – 1969, № 11. – С. 169-169.
17. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М. Мир, 1969. 212 с.
18. Коровин О.П. Влияние остаточного газа на работу сверхпроводящего резонатора // ЖТФ. – 1977. – Т. 47, № 11. – С. 2447-2448.
19. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. М. ГИФМЛ, 1958. 272 с.
20. Фоменко В.С., Подчерняева И.А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов (справочник). М. Атомиздат, 1975. 320 с.
21. Septies A., Ngyen Tuong Viet. Recent investigations of the ORSAY group on RF properties and applications of superconducting cavities // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1971. – Vol. 18, N 3. – P. 139-140.
22. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М. Наука, 1978. 792 с.
23. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. М. Высшая школа, 1982. 608 с.
24. Padamsee H., Banner M., Tigner M. Suppressin of multipactoring in superconducting cavities // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1977. – Vol. 24, N 3. – P. 1101-1103.
25. Grundner M., Hallbritter J. On surfase coatings and secondary yield of Nb<sub>3</sub>Sn and Nb // J. Appl. Phys. – 1980. – Vol. 51, N 10. – P. 5396-5405.
26. Padamsee H., Proch D., Kneisel P., Mioduszewski J. Field strenth limitations in superconducting cavities – multipacting and thermal breakdown // IEEE Trans. on Magn. – 1981. – Vol. 17, N 1. – P. 947-950.
27. Pfister H. Superconducting cavities // Cryogenics. – 1976. – Vol. 16, N 1. – P. 17-24.
28. Hillenbrand B., Martens H. Superconducting Nb<sub>3</sub>Sn cavities with high quality factors and high critical flux densities // J. Appl. Phys. – 1976. – Vol. 47, N 9. – P. 4151-4155.
29. Hallbritter J On weak superconducting spots in Nb<sub>3</sub>Sn // Journal de Physique. – 1978. – Vol. 39, N 8. – C6-396 – C6-397.