Сверхпроводящие ускоряющие структуры

В.Г. Куракин* (ФИАН)

(статья поступила 17 июня 2011 г.)

Введение

В текущем 2011 году исполняется 100 лет со дня открытия голландским физиком Камерлингом-Оннесом явления сверхпроводимости [1]. Эффект потери электрического сопротивления при низкой температуре сначала был обнаружен для ртути, а впоследствии и для других металлов и сложных соединений. Наиболее продуктивным в исследовании и применении сверхпроводников стала вторая половина прошлого века, когда появилась первая квантовая феноменологическая (В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау) [2], а несколько позже и микроскопическая (Бардин, Купер, Шриффер) теория сверхпроводимости (теория БКШ) [3], а сверхпроводящие материалы стали широко использоваться в технике. Были синтезированы материалы, переходящие в сверхпроводящее состояние при азотных температурах. Интенсивные исследования ведутся по синтезу материалов, обладающих сверхпроводимостью при комнатных (300 K) температурах.

Имеется общирная литература по всем аспектам исследования и применения сверхпроводников и приборов на основе сверхпроводников, в том числе и на русском языке. Тем не менее, существует пробел в публикациях на русском языке такой важной области практического использования сверхпроводимости, как сверхпроводящие высокочастотные резонаторы для ускорителей заряженных частиц. Материал изданной в СССР монографии [4] не отражает тот существенный прогресс, который был достигнут в мире за последние 30 лет. Понятна и причина данного положения дел – исследования в России по данному направлению практически заглохли, так и не выйдя на существующий в мире уровень.

В конце 1980-х годов прошлого века автор был вовлечен в проект по созданию в СССР (ФИАН, ИЯИ) электронного рециркулятора на основе сверхпроводящих резонаторов и в течение нескольких лет работал в лаборатории проф. Г. Пиля в Вуппертальском университете (ФРГ), где приобрёл некоторый опыт в исследовании сверхпроводящих резонаторов для ускорителей. Период зарубежной командировки совпал с интенсивными исследованиями и разработками по созданию прототипа ускоряющей структуры с высоким градиентом ускоряющего поля для проекта TESLA [5] (TeV Energy Superconducting Energy Accelerator) – линейного электрон-позитронного коллайдера на энергию 1 ТэВ в системе центра масс. Интерес к проблеме не угас и впоследствии – по мере возможности автор отслеживает активность в данной области и в настоящее время. Цель настоящей публикации – дать краткое описание состояния данной области исследований и разработок, остановившись на наиболее важных аспектах проблемы, что в какой-то мере поможет пробудить интерес к данному вопросу начинающих исследователей.

^{*}E-mail: kurakin@pluton.lpi.troitsk.ru

Ускоряющие резонаторы

В резонансном ускорителе высокочастотный резонатор является тем элементом, после пролёта которого заряженная частица увеличивает свою энергию. Не вдаваясь в детали, отметим, что принцип резонансного ускорения позволяет получать заряженные частицы практически любых энергий. Для ускорения используется переменное электромагнитное поле, при этом заряженная частица вне зависимости от типа ускорителя (циклического с замкнутыми или почти замкнутыми траекториями, или линейного с прямолинейными траекториями ускоряемых частиц) на участках взаимодействия с этим полем систематически наращивает свою энергию. Резонатор позволяет локализовать поле в заданном объеме. Он описывается рядом параметров. Эффективность накопления энергии характеризуется добротностью Q, а эффективность использования мощности для ускорения – шунтовым импедансом R, которые определяются следующими соотношениями:

$$Q = \omega \frac{W}{P}, \quad R = \frac{U^2}{P}, \tag{1}$$

где W – запасённая в резонаторе энергия электромагнитного поля, ω – собственная (циклическая) частота резонатора, P – мощность, рассеиваемая в стенках резонатора, U – выраженная в единицах напряжения максимальная энергия, приобретаемая заряженной частицей при пролёте резонатора. Запасённая в резонаторе энергия определяется структурой электромагнитного поля, а также геометрическими размерами и формой резонатора, а мощность потерь – величиной тангенциальной составляющей H_{τ} магнитного поля на поверхности резонатора и активной частью R_s поверхностного импеданса Z_s :

$$W = \frac{\mu_0}{2} \int_V H_{\text{max}}^2 \, dV, \quad P = \frac{1}{2} R_s \int_S H_\tau^2 \, dS, \quad R_s = \text{Re} \, Z_s, \quad E_\tau = Z_s H_\tau. \tag{2}$$

Здесь H_{max} – амплитуда высокочастотного магнитного поля, интегрирование ведётся соответственно по объёму V и поверхности S резонатора. Поверхностное сопротивление зависит от частоты ω и проводимости σ материала стенок [6]:

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} = \frac{1}{\sigma\delta} , \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}}, \tag{3}$$

где δ – глубина проникновения поля в проводник (толщина скин-слоя).

Для последующих оценок полезно вычислить введённые выше параметры для простейшей электродинамической системы – цилиндрического резонатора с радиусом кругового цилиндра *a* и длины *L*, возбуждаемого на основной моде *E*₀₁₀, отличные от нуля компоненты поля которой имеют вид

$$E_z = E J_0 \left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) \exp(i\omega t), \quad H_\phi = -i\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E J_0' \left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) \exp(i\omega t) = i\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E J_1 \left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) \exp(i\omega t).$$
(4)

Для данной моды запасённая в резонаторе энергия, мощность потерь в стенках и соб-

ственная добротность равны

$$W = \int_{0}^{L} dz \int_{0}^{2\pi} d\phi \int_{0}^{a} \epsilon_{0} E^{2} J_{0}^{\prime 2} \left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) r dr$$
$$= \pi \epsilon_{0} E^{2} L \int_{0}^{a} J_{1}^{2} \left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) r dr = \frac{\pi \epsilon_{0} a^{2}}{2} E^{2} L J_{1}^{2} (\nu_{01}), \tag{5}$$

$$P = \frac{1}{2}R_s \left(2\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^a H_{\phi}^2 r \, dr\right) + \frac{1}{2}R_s \int_0^L dz \int_0^{2\pi} H_{\phi}^2(a) \, a \, d\phi$$

$$= \frac{\pi\epsilon_0}{\mu_0} R_s E^2 \left(J_1^2(\nu_{01})aL + 2\int_0^a J_1^2\left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) \, r \, dr\right)$$

$$= \frac{\pi a\epsilon_0}{\mu_0} R_s E^2(a+L) J_1^2(\nu_{01}), \quad Q = \frac{La}{\delta(L+a)}.$$
 (6)

Согласно данному выше определению выраженная в вольтах энергия частицы, движущейся со скоростью ν , после пролёта резонатора равна

$$U(t_0) = \int_0^L E \cos\left(\omega t_0 + \omega \frac{z}{\nu}\right) dz = \frac{\lambda \nu}{\pi c} E \sin\left(\frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right) \cos\left(\omega t_0 + \frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right)$$
(7)

и принимает максимальное значение

$$U = \frac{\lambda \nu}{\pi c} E \sin\left(\frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right). \tag{8}$$

Отсюда следует формула для приведённого шунтового импеданса цилиндрического резонатора:

$$\frac{R}{Q} = \frac{U^2}{\omega W} = \frac{2\lambda^2 \nu^2}{\epsilon_0 \omega \pi^3 c^2 a^2 L J_1^2(\nu_{01})} \sin^2\left(\frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right). \tag{9}$$

Для релятивистских частиц и при длине резонатора, равной половине длины волны

$$\frac{R}{Q} = \frac{2\lambda^2}{\pi^4 \epsilon_0 c a^2 J_1^2(\nu_{01})} = \frac{8}{\pi^2 \epsilon_0 c \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})} \approx 210 \text{ Om},$$
(10)

где

$$J_1^2(\nu_{01}) = J_1^2(2.405) = 0.27, \quad \lambda = \frac{2\pi a}{\nu_{01}}.$$
 (11)

Для медного резонатора 10-сантиметрового диапазона $a = 3.83 \text{ см}, \sigma = 5.8 \times 10^7 \text{ м}^{-1} \text{ Ом}^{-1}, \delta = 1.2 \text{ мкм}$ и добротность $Q \approx 1.8 \times 10^4$. Для создания градиента поля 100 кВ/см (прирост энергии ~ 300 кэВ) мощность возбуждения (она же мощность потерь в стенках) составит $P = U^2/R = (3 \times 10^5)^2/(200 \times 1.8 \times 10^4) \approx 25 \text{ кВт}.$

Удобно добротность резонатора выразить через поверхностное сопротивление и так называемый геометрический фактор G, который не зависит от частоты [4]:

$$Q = \frac{G}{R_s}, \quad G = \omega \mu_0 \frac{\int_V H^2 \, dV}{\int_S H^2 \, dS}.$$
 (12)

Для основной ускоряющей моды 10-сантиметрового медного резонатора

$$G = \frac{\omega\mu_0 2\pi L \int_0^a J_1^2 \left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) r \, dr}{2\pi a L J_1^2(\nu_{01}) + 2\pi \int_0^a J_1^2 \left(\frac{\nu_{01}}{a}r\right) r \, dr} = \frac{0.5\omega\mu_0 a^2 L J_1^2(\nu_{01})}{a L J_1^2(\nu_{01}) + a^2 J_1^2(\nu_{01})}$$
$$= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{0.5\nu_{01}L}{\lambda\nu_{01} + L} \approx 256 \text{ Om}, \tag{13}$$

$$R_s = \frac{1}{\sigma\delta} = \frac{1}{5.8 \times 10^7} \times \frac{10^6}{1.2} = 14.4 \text{ MOM.}$$
(14)

Линейный резонансный ускоритель представляет собой цепочку резонаторов, объединённых в модули до нескольких десятков резонаторов (ячеек), причем каждый такой модуль (ускоряющая структура) запитывается обычно от одного источника свч мощности. Резонаторы в отдельном модуле связаны между собой электрической или магнитной связью. В целом такую систему из N связанных резонаторов следует рассматривать как сложный резонатор, структура поля которого в каждой ячейке близка к структуре поля отдельного несвязанного резонатора и который имеет N резонансных частот $\omega_1, \omega_2, \ldots \omega_N$. Сдвиг фаз между полями в ячейках для каждой моды равен $\phi = \frac{n\pi}{N-1}, n = 0, 1, 2, \dots N-1$. В системах на стоячей волне, которые мы и рассматриваем, по ряду причин выбирается так называемая π мода. При данном типе колебаний поля в соседних ячейках возбуждаются в противофазе, и при длине отдельной ячейки, равной половине длины волны, частица "видит" поле в каждой ячейке в одной и той же фазе. Простые рассуждения показывают, что шунтовой импеданс ускоряющей структуры на π -моде приблизительно равен $R_{\rm crp} \approx NR$. Действительно, при том же поле рассеиваемая в структуре мощность увеличивается в N раз, в этом же отношении увеличивается прирост энергии и, как следует из (1), в N раз увеличивается и шунтовой импеданс.

При выборе ускоряющей структуры руководствуются не только соображениями оптимального ускорения, но также принимают во внимание степень подавления высших типов колебаний, особенно дипольных мод, ответственных за возникновение поперечной неустойчивости ускоряемых частиц. Рассмотрим на качественном уровне, как это происходит.

В цилиндрическом резонаторе низшая дипольная мода TM_{110} имеет следующие отличные от нуля компоненты поля:

$$E_z = EJ_1\left(\frac{\nu_{11}}{a}r\right)\cos\phi, \quad H_r = -i\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{a}{\nu_{11}}J_1\left(\frac{\nu_{11}}{a}r\right)\sin\phi, \quad H_\phi = -iE\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}J_1'\left(\frac{\nu_{11}}{a}r\right)\cos\phi.$$
(15)

Картина поля для такой моды представлена на рис. 1. Движущаяся строго по оси заряженная частица не возбуждает эту моду, поскольку электрическое поле на оси равно нулю, однако получает импульс в поперечном направлении, так как магнитное поле на оси отлично от нуля.

Известны три механизма взаимодействия ускоряемых частиц с дипольными модами в резонаторе, которые приводят к возникновению регенеративной, рециркуляторной и кумулятивной неустойчивостей. Механизм регенеративной неустойчивости заключается в возникновении положительной обратной связи между пучком и дипольной электрической модой в пределах одной



секции ускоряющей структуры. В приосевой области поле дипольной моды (15) имеет вид

$$E_z = Ekx\cos(\omega t + \psi), \quad B_y = \frac{E}{c}\sin(\omega t + \psi).$$
(16)

Интегрируя уравнение движения отдельной частицы $\dot{p}_x = -ecB_y$ с учетом (16), получим

$$x = \frac{eE}{m\gamma\omega} \Big[\frac{\sin(\omega t + \psi) - \sin\psi}{\omega} - t\cos\psi \Big], \quad (17)$$

где $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$ – релятивистский фактор. При выводе (17) предполагалось, что начальный попе-

речный импульс и начальное смещение заряда от оси равны нулю, т.е. частица "идеально" влетает в резонатор.

Энергия, переданная полю несимметричной волны одной частицей, определяется интегралом

$$W = -\int_0^L eE_z \, dz. \tag{18}$$

Интегрирование и усреднение по фазам влета частицы в резонатор дают выражение для мощности, идущей на возбуждение дипольной моды:

$$P = \frac{JeE^2}{m\gamma\omega^2} \left(\frac{kL}{2}\sin kL + \cos kL - 1\right).$$
⁽¹⁹⁾

Приравнивая эту мощность величине потерь дипольной моды в резонаторе, получим выражение для порогового тока неустойчивости:

$$J_{\text{nop}} = \frac{\pi\epsilon_0 m\gamma \omega^3 L}{2Qe\left(\frac{kL}{2}\sin kL + \cos kL - 1\right)} \int_0^a J_1^2\left(\frac{\nu_{11}}{a}r\right) r \, dr. \tag{20}$$

Из последней формулы следует, что при $kL > 2\pi$ выражение (20) может принимать положительные значения, свидетельствующие о процессе генерации в резонаторе несимметричной моды.

В многосекционном линейном ускорителе может иметь место кумулятивный механизм взаимодействия поля и пучка – первоначальное смещение нарастает во времени и по длине ускорителя, однако неустойчивость развивается при любом токе пучка. В рециркуляторе механизм аналогичен расмоотренномй выше регенеративной неустойчивости, но может усиливаться наличием пучков последующих прохождений через резонатор.

Поверхностный импеданс проводника и сверхпроводника

Согласно теоретическим представлениям [6] удельное сопротивление идеального металла (без примесей и дефектов кристаллической решётки) зависит от температуры по закону (формула Блоха-Грюнайзена)

$$\rho_{\rm HZ} = \frac{kT^5}{M\theta^6} \int_0^{\theta/T} \frac{\xi^5 \, d\xi}{(e^{\xi} - 1)(1 - e^{-\xi})},\tag{21}$$

где θ – температура Дебая (347 К для меди, 276 К для ниобия). Вычисления по данной формуле дают увеличение проводимости меди примерно в 6 × 10⁶ раз при температуре

жидкого гелия по сравнению с комнатной. Благодаря скин-эффекту уменьшение потерь на высоких частотах следует ожидать в корень квадратный раз из приведённой величины, т.е. примерно на три порядка, что уже позволяет снизить потери до приемлемой величины при достаточно высоких (предпробойных) ускоряющих градиентах при непрерывном режиме работы. Однако реально выигрыш составляет меньше 10, и причина этого в аномальном скин-эффекте, который наступает далеко от гелиевых температур.

Из микроскопической теории сверхпроводимости следует, что при температуре ниже критической часть электронов проводимости благодаря взаимодействию с фононами образуют пары, причём энергия спаривания при $T < T_c/2$ слабо зависит от температуры и равна $\Delta \approx \alpha k T_c$, где $\alpha = 1.76$, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ дж · град⁻¹ – постоянная Больцмана. Потери высокочастотной мощности обусловлены неспаренными электронами, и вычисления на основе простой модели двух жидкостей дают квадратичную зависимость этих потерь от частоты. Как показывают вычисления по теории БКШ, квадратичная зависимость сменяется более слабой зависимостью при приближении к порогу ионизации (разрушения пар). Для частот меньших 10 ГГц имеет место эмпирическая формула [7]

$$R_s = A \frac{\omega^2}{T} \exp\left(-\alpha \frac{T_c}{T}\right) + R_{\text{ост}}.$$
(22)

Здесь A – постоянная, зависящая от материала, $R_{\rm oct}$ – так называемое остаточное сопротивление, не зависящее от температуры. Чтобы иметь реперную точку, укажем, что при ЗГГц и 4.2 К $R_{\rm oct} \approx 2.5 \times 10^{-6}$ Ом для ниобия ($T_c = 9.25$ K). Экспериментальное значение α для частот ниже 10 ГГц равно примерно 1.85.

Приведённых данных достаточно, чтобы оценить добротность и мощность высокочастотных потерь сверхпроводящего резонатора. Вычисления для 10-сантиметрового цилиндрического резонатора дают при температуре кипения гелия

$$Q = \frac{G}{R_s} = \frac{256}{2.5 \times 10^{-6}} \approx 10^8 \ (T = 4.2 \text{ K}), \quad P = \frac{(3 \times 10^5)^2}{200 \times 10^8} \approx 4.5 \text{ Br}, \tag{23}$$

а для температуры 2 К

$$R_s(2 \text{ K}) = \frac{4.2}{2} \exp\left[-\alpha T_c \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4.2}\right)\right] R_s(4.2 \text{ K}) \approx 6 \times 10^{-8} \text{ Om},$$
(24)

$$Q = \frac{256}{6 \times 10^{-8}} \approx 4.3 \times 10^9, \quad P \approx 0.1 \text{ Bt.}$$
(25)

В данных примерах следует учитывать, что выделяемое в резонаторах тепло необходимо снимать при низких температурах. С учетом кпд идеального холодильника, равного $T/(T_{\text{комн}} - T)$, и кпд реальной системы охлаждения последнее значение для выделяемой в резонаторе мощности нужно умножить на 300–500, что даёт значение $\approx 30-50$ Вт для мощности системы охлаждения при комнатной температуре, что на несколько порядков меньше мощности, выделяемой в теплом медном резонаторе.

Ограничения, налагаемые на величину ускоряющего градиента свойствами сверхпроводника

Сверхпроводимость разрушается не только нагреванием образца, но и помещением его в магнитное поле [8, 9]. Поле, выше которого сверхпроводник переходит в нормальное состояние, называется критическим. Его зависимость от температуры хорошо описывается эмпирической формулой

$$H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2].$$
(26)

Отмеченный переход, являясь фазовым переходом первого рода, требует определенного количества тепла, поэтому сверхпроводник при превышении критического поля может некоторое время оставаться в сверхпроводящем метастабильном – перегретом – состоянии. Время формирования нормальной фазы порядка микросекунд, в то время как характерное время изменения вч полей в резонаторах ускорителей на несколько порядков меньше. Амплитуда магнитного вч поля $H_{\rm sh}$, которое разрушает сверхпроводящее состояние, может быть выше критического поля. Для свинца $H_c = 80$ мT, $H_{\rm sh}(0) = 105$ мT, для ниобия $H_c = 200$ мT, $H_{\rm sh}(0) = 240$ мT. В цилиндрическом резонаторе отношение максимального магнитного поля на поверхности резонатора к максимальному электрическому полю равно, как это следует из (4),

$$\frac{H_{\text{max}}}{E_{\text{max}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_{1\,\text{max}} \approx \frac{0.58}{120\pi} \text{ (T/B/M)}.$$
(27)

Для резонаторов ускорителей удобнее оперировать не с ускоряющим полем, а ускоряющим градиентом E_a , который определяется как отношение выраженного в единицах напряжения максимального прироста энергии частицы к длине резонатора. Для резонатора, длина которого равна половине длины волны, отношение максимального магнитного поля к величине соответствующего ускоряющего градиента

$$\frac{H_{\max}}{E_a} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\pi}{2} J_{1\max} \approx \frac{0.58}{240} \approx 2.4 \; (\text{MT/MB/M}). \tag{28}$$

Ограничение поля в реальных резонаторах

1. Резонансное размножение вторичных электронов

Уже в первых сверхпроводящих резонаторах проявлялся эффект ограничения поля на сравнительно низком (2-3 MB/м) уровне. При увеличении вводимой в резонатор вч мощности амплитуда поля оставалась постоянной. Дальнейшие исследования показали, что эффект насыщения поля связан с резонансным размножением электронов вторичной эмиссии на цилиндрической поверхности в области сопряжения ее с поверхностью диафрагмы.

Первые сверхпроводящие ускоряющие структуры для ускорения электронов сильно напоминали диафрагмированные волноводы электронных резонансных ускорителей. Несмотря на то, что поля в таких структурах почти на порядок уступали полям теплых структур, сверхпроводящие резонаторы получили распространение в линейных резонансных ускорителях, электронных накопителях и электрон-позитронных коллайдерах, поскольку обеспечивали непрерывный режим работы ускорителей. В результате компьютерных расчётов, выполненных в Стэнфорде, а позже и в Вуппертале (ФРГ) были установлены основные закономерности резонансного размножения электронов в резонаторе – электронного мультипактора (electron multipacting).

Физическая картина мультипактора примерно следующая. Если нормальная составляющая вч электрического поля у поверхности отлична от нуля, эмитированный электрон ускоряется в этом поле и, заворачиваясь тангенциальным магнитным полем, возвращается снова на поверхность. Если коэффициент вторичной эмиссии больше единицы, а движение электронов устойчиво (электроны движутся в ограниченной области пространства), размножение электронов приводит к поглощению вч мощности. Было показано [7], что мультипактор имеет место, если выполнено резонансное условие

$$B_s = \epsilon_1 \frac{m\omega}{ne}, \quad \epsilon_1 = 0.64 \pm 0.08. \tag{29}$$

Записанное выше условие является необходимым, но недостаточным. Для высвобождения с поверхности резонатора вторичных электронов необходимо, чтобы энергия возвращающихся на поверхность электронов, равная согласно моделированию

$$T = \epsilon_2 \frac{e^2 E_\perp^2}{2m\omega^2}, \quad \epsilon_2 = 4 \pm 1, \tag{30}$$

была больше определённого порога, зависящего от материала и состояния поверхности, равного примерно несколько десятков электрон-вольт.

Революционным шагом в преодолении мультипактора был отказ от традиционной формы резонаторов, принятых в тёплых структурах, и переход к резонаторам сферической и эллиптической формы. Здесь также имеется резонансный механизм выбивания вторичных электронов, однако, как показали эксперименты, лавинообразный механизм размножения электронов не наблюдается. В экспериментах с такими резонаторами были получены поля, в несколько раз превышающие порог, диктуемый формулой (29).

Дальнейшие расчёты, выполненные в Вуппертале, объяснили причину эффекта. Траектории вторичных электронов не группируются в какой-то одной области, а "сносятся" к экваториальной части резонатора, где нормальная составляющая электрического поля равна нулю. Начиная с конца 1970-х годов для ускорения релятивистских частиц используются только резонаторы сферической или эллиптической формы (рис. 2).

2. Тепловой пробой

В тепловых явлениях с выделением тепла может иметь место следующий механизм. Предположим, что в какомто объёме пространства имеется источник тепловой энергии, причём выделение энергии зависит от температуры. Простейший пример – проволока, по которой течёт электрический ток. При случайном повышении температуры в какой-то точке возникнут два конкурирующих процесса. Конечная теплопроводность среды стремится рассосать флуктуацию, в то же время повышение температуры при-



Рис. 2. Сверхпроводящий резонатор: 1 – получашка, 2 – трубка дрейфа, 3 – сварной шов.

водит к дальнейшему росту флуктуации. В примере с проволокой повышение температуры приведёт к локальному повышению сопротивления и, если ток в цепи поддерживается постоянным, к повышению выделения тепла и повышению температуры по этой причине. Данная положительная обратная связь при превышении определённого порога может привести к лавинообразному локальному разогреву. Описанный механизм часто является причиной перегорания спиралей нагревательных приборов.

Подобная неустойчивость может наблюдаться и в сверхпроводящих резонаторах [10-12]. В резонаторе имеют место потери вч мощности, обусловленные конечным поверхностным сопротивлением. При случайной флуктуации (повышении) температуры сверхпроводящей поверхности произойдет увеличение поверхностного сопротивления и, следовательно, дальнейшее увеличение температуры. Другой конкурирующий процесс – теплоотвод выделяемой мощности в гелиевую среду, эффективность которого зависит от коэффициента теплопроводности стенок резонатора. Здесь имеет место положительная обратная связь, которая может привести к лавинообразному разогреванию резонатора и разрушению сверхпроводимости (глобальный тепловой пробой, global quench). Разогрев резонатора с последующим разрушением сверхпроводимости может иметь место локально из-за дефекта (инородного вкрапления) на его внутренней поверхности. Выделяемая в инородном вкраплении вч мощность разогревает окружающий сверхпроводник, и в конце-концов он локально переходит в нормально-проводящее состояние с последующим лавинообразным переходом всего резонатора в нормальное состояние. При этом не происходит необратимых процессов – падение добротности приводит к отражению вч мощности от резонатора, резкому падению мощности рассеяния и восстановлению сверхпроводящего состояния. Имеет место релаксационный процесс падения и восстановлению ления поля в резонаторе.

Оценки для нормально проводящего вкрапления, имеющего форму полусферы, обращенной в глубину материала стенки, приводят к следующему выражению для максимального поля [13]:

$$H_{\rm max} = \sqrt{4(T_c - T_{\rm He})\lambda/(R_n r_0)},\tag{31}$$

где $T_c,\,T_{\rm He}$ – критическая температура сверхпроводника и температура гелиевой ванны, λ – теплопроводность материала стенки, $R_n,\,r_0$ – поверхностное сопротивление вкрапления и его радиус. Подставляя в формулу значения $\lambda=10~{\rm Bt/mK},\,T_c=9.25~{\rm K},\,T_{\rm He}=1.8~{\rm K},\,R_n=12~{\rm mOm},\,r_0=10^{-4}$ м, получим для индукции магнитного поля $B_{\rm max}=\mu_0H_{\rm max}\approx20~{\rm mT},$ что для эллиптического резонатора соответствует ускоряющему градиенту примерно 5 MB/м в согласии с результатами, получаемыми для резонаторов, изготовленных из ниобия с RRR < 50.

Для сдвига порога теплового пробоя в сторону больших ускоряющих градиентов необходимо повышать теплопроводность сверхпроводника или подложки сверхпроводника, если используется резонатор с напылением пленки сверхпроводящего материала. Проводимость и теплопроводность идеального (без примесей) проводника увеличивается при снижении температуры согласно приведённой выше формуле Блоха (21). Примеси в значительной степени нарушают данную закономерность, и при низких температурах значения проводимости и теплопроводности могут на несколько порядков ухудшать теплопроводность. Для характеристики чистоты металла используют так называемое отношение остаточного сопротивления RRR (residual resistance ratio), определяемое как отношение проводимости при комнатной температуре к проводимости нормально проводящей фазы при температуре жидкого гелия. Если металл является сверхпроводником при температуре жидкого гелия, сверхпроводимость разрушают наложением внешнего магнитного поля.

Была разработана технология очищения ниобия от примесей, прежде всего кислорода, уже изготовленных резонаторов. Это достигается высокотемпературным отжигом в вакуумной печи в присутствии паров титана. Плёнка титана оседает на поверхности резонатора, а диффундирующий из глубины металла кислород связывается этой плёнкой и впоследствии удаляется в процессе химической полировки. В 80-х годах прошлого столетия метод успешно использовался во многих лабораториях и дал свои результаты, отодвинув порог теплового пробоя в область ускоряющих градиентов более 20 MB/м.

В настоящее время для сверхпроводящих резонаторов повсеместно используется ниобий высокой чистоты с RRR равным или большим 300, и таким образом отпадает необходимость высокотемпературного отжига.

3. Автоэлектронная эмиссия

Автоэлектронная эмиссия в сверхпроводящих резонаторах ускорителей наиболее часто ограничивает максимально достижимые поля. Она возникает при полях примерно на два порядка меньших, чем это предсказывается формулой Фаулера-Нордхейма, и поэтому часто в англоязычной литературе называется повышенной (усиленной) автоэмиссией (enhanced field emission):

$$j \approx 1.4 \cdot 10^{-6} \ \frac{E^2}{\varphi} \exp\left(10.11\varphi^{-0.5} - 6.49 \cdot 10^7 \ \frac{\varphi^{1.5}}{E}\right).$$
 (32)

Здесь плотность тока j измеряется в A/cm^2 , напряжённость электрического поля E – в B/cm, работа выхода φ – в вольтах (для ниобия $\varphi = 4.5$ В).

Опыты с образцами ниобия показывают, что электроны эмитируют из отдельных точек поверхности. Снятие температурной карты поверхности резонатора также свидетельствуют о точечном характере автоэлектронной эмиссии. Поскольку автоэлектронная эмиссия сопровождается разогревом участков поверхности сверхпроводника, она может инициировать тепловой пробой. Экспериментальные и теоретические исследования автоэмиссии в сверхпроводящих резонаторах продолжаются до настоящего времени, однако механизм усиленного характера этого явления до конца не установлен.



Рис. 3. Зависимость добротности резонатора от величины ускоряющего градиента.

Как показывают измерения на стенде, возникшую автоэмиссию не удаётся подавить, однако можно несколько сдвинуть в область более высоких полей. По мере повышения вводимой в резонатор мощности и появления эмитирующих центров последние могут разрушаться. Однако при достаточно больших полях взрывной характер разрушения эмиттера может приводить к появлению новых центров, в конечном итоге сводящих почти на нет процесс тренировки.

На рис. 3 представлены результаты стендовых измерений 10-сантиметрового резонатора из ниобия высокой чистоты (RRR = 300), которые свидетельствуют как раз об эффекте тренировки резонатора вч мощностью. Несколько ветвей зависимости собственной добротности от величины ускоряющего градиента хорошо демонстрируют описанный процесс разрушения эмитирующих центров.

Сверхпроводящие ускоряющие структуры с высоким темпом ускорения

Преодоление мультипакторного механизма ограничения поля путем перехода к резонаторам эллиптической формы открыло, как показала вся дальнейшая история сверхпроводящих ускоряющих структур, широкие возможности по пути прогресса по достижению предельных полей, определяемых фундаментальными свойствами сверхпроводников. К концу 1980-х, когда был установлен рекорд на уровне 30 MB/м в резонаторе с одной ячейкой, пришло понимание, что сверхпроводящие структуры не только хорошая альтернатива теплым структурам в области получения непрерывных прецизионных пучков заряженных частиц высоких энергий, но и серьёзный конкурент в области генерации высоких ускоряющих полей.

Присущая кольцевым электрон-позитронным коллайдерам ограниченность, а именно, большие потери энергии накопленных частиц на синхротронное излучение, привела к линейной схеме реализации встречных соударений, где электроны и позитроны приобретают энергию в линейных ускорителях [14, 15]. Очевидно, что масштабы установки, а следовательно и затраты на сооружение и эксплуатацию пропорциональны полной длине ускорителя, и единственный способ уменьшить линейные размеры это использовать максимально возможные ускоряющие градиенты. Градиент в 100 МВ/м представляется на сегодняшний день рабочим, но уже давно остро стоит проблема СВЧ-генератора для создания такого градиента – необходимо иметь мощность в несколько сотен МВт на один прибор, и данная задача оказалась весьма сложной. Во второй половине 1980-х в США был предложен сверхпроводящий электрон-позитронный коллайдер как альтернативна коллайдеру на тёплых структурах [5]. Проект TESLA (TeV Energy Superconducting Linear Accelerator) предполагал, что основными элементами ускорителей коллайдера будут сверхпроводящие резонаторы с градиентом поля не ниже 25 МВ/м. Казавшаяся в то время амбициозная задача – создание многорезонаторных структуры с таким градиентом поля – была успешно решена в результате реализации в DESY (Гамбург, $\Phi P\Gamma$) проекта TTF (Tesla Test Facility), являющегося, по существу, стадией R&D (Research and Development) всего проекта. Основные параметры резонатора сведены в таблицу 1, а сам он схематично изображён на рис. 4.

Резонансная частота МГц	1300
Число ячеек	9
Шунтовой импеданс $R/Q = V_{\rm ac}^2/(P_{\rm dis}Q)$ (кОм)	1
Добротность Q при 2.0 К	$> 5 \cdot 10^9$
Ускоряющий градиент (MB/м)	> 25
Внутренний диаметр d (мм)	70
Наружный диаметр D (мм)	206.6
Длина L (мм)	1038

Таблица 1. Основные параметры резонатора TESLA.



Рис. 4. Схематический вид резонатора TESLA.

Упомянутый резонатор типа TESLA стал по существу стандартом де-факто практически для всех реализуемых в мире проектов. Он состоит из 9 ячеек примерно эллиптической формы, усеченных в приосевой области. Соседние ячейки сварены между собой по периметру отверстий, для плавности сопряжений ячеек примыкающие к отверстиям связи участки поверхности резонаторов имеют знак кривизны, противоположный основным поверхностям. Каждая ячейка состоит из двух полуячеек, сваренных по экватору. Применяется сварка электронным пучком в вакууме. Используется тип колебаний π , при котором соседние ячейки возбуждаются в противофазе. За время пролёта зарядом очередной ячейки в ускоряющей фазе тормозящее поле в последующей ячейки изменяет знак на противоположный, и таким образом частица всё время "видит" ускоряющее поле.

Изготавливаются получашки методом глубокого выдавливания (deep drawing) с использованием мягкого пуансона из листового ниобия высокой частоты (RRR ≥ 300). Перед сваркой и перед использованием резонатор подвергается химической полировке (травление в смеси трёх кислот – азотной, фтористой, и ортофосфорной – в равной пропорции) и промывке деминерализованной водой высокого давления.

Технология сверхпроводящих резонаторов с высоким градиентом ускоряющего поля освоена к концу прошлого века в США, ФРГ, Японии, успешно развивается в Канаде. Применение электрохимической полировки уже в нынешнем столетии позволило продвинуться к средним градиентам более 30 MB/м, а в резонаторах с одной ячейкой получают градиенты поля выше 50 MB/м. Разработчики считают, что градиент 40 MB/м в скором времени станет рабочим.

Поскольку загрязнение поверхности даже в виде отдельных частиц приводит к ограничению поля (тепловой пробой, автоэмиссия), сборку резонаторов осуществляют в чистой комнате класса не ниже 100 (100 частиц на 1 кубометр воздуха), т.е. обязательной является технология, принятая в микроэлектронной промышленности. При сборке резонатор оснащается элементами подстройки частоты, входными каплерами (устройство ввода вч мощности), каплерами высших мод и т.д. Несколько резонаторов объединяются в один криомодуль, и вся такая сборка помещается в криостат.

Области применения сверхпроводящих резонаторов

История применения сверхпроводящих резонаторов для ускорения заряженных частиц берёт своё начало в 1965 г., когда в Стэнфорде (США) были ускорены электроны в медном резонаторе, покрытым свинцом. Затем последовали проекты стэндфордского сверхпроводящего рециклотрона и разрезного микротрона Иллинойского университета (MUSL – Microtron Using a Superconducting Linac). В 1975 г. в США впервые был зафиксирован эффект усиления света в ондуляторе электронным пучком из сверхпроводящего ускорителя, что послужило началом стремительного прогресса лазеров на свободных электронах. В этих и последующих применениях сверхпроводящих резонаторов для ускорения заряженных частиц вплоть до 80-х годов прошлого столетия использовались традиционные схемы ускоряющих структур с резкими изломами поверхности резонаторов, что, как отмечалось выше, приводило к возникновению мультипактора и ограничению градиента поля на уровне 2-3 MB/м.

Вскоре после экспериментального подтверждения отсутствия мультипактора в резонаторах округлой формы появились проекты нового поколения сверхпроводящих ускорителей, из которых следует отметить рециркулятор технического университета Дармштадта и проект CEBAF – рециркулятор на 4 ГэВ. Последний является самым крупным из реализованных проектов на основе сверхпроводящих резонаторов.

Последующий прогресс в технике сверхпроводящих связан прежде всего с уже упомянутым проектом TESLA, в рамках этапов которого был достигнут ускоряющий градиент более 30 MB/м в многоячеистых структурах. Рисунок 5 демонстрирует области настоящего и будущего применения сверхпроводящих резонаторов с высоким градиентом ускоряющего поля.



Рис. 5. Области применения сверхпроводящих резонаторов.

В небольшой работе трудно осветить все преимущества того или иного применения сверхпроводящих резонаторов, но одно важное достоинство необходимо отметить особо. Низкий уровень вч потерь в стенках сверхпроводящих резонаторов открывает возможность рекуперации энергии электронного пучка, т.е. передачу неиспользованной кинетической энергии пучка вч полю. Таким образом можно существенно поднять кпд всей установки, состоящей собственно из ускорителя и физического прибора, использующего ускоренный пучок. Из отмеченных выше применений это прежде всего относится к лазерам на свободных электронах (ЛСЭ) и источникам света высокой яркости. Последние представляют альтернативу обычным источникам синхротронного излучения, прежде всего – в рентгеновской области. В отличие от накопителя пучок однократно проходит участок магнитного поля, поэтому его эмиттанс не успевает значительно деградировать из-за квантовых флуктуаций излучения. В ЛСЭ и источнике света высокой яркости в электромагнитное излучение превращается незначительная энергия электронного пучка, не превышающая нескольких процентов. При рекуперации отработанный пучок снова направляется в ускоритель в тормозящей фазе, теряет основную часть своей энергии в ускорителе и сбрасывается в поглотитель. Электронный кпд описанных приборов определяется соотношением

$$\eta = \frac{W_{\gamma}}{W_{\text{BY}}^{\text{nor}} + W_{\text{OIT}}^{\text{nor}} + W_{\gamma} + W_{\text{погл}}},\tag{33}$$

где W обозначает соответствующую мощность, а индексы γ , вч, опт, погл относятся к излучению лазера, потерям в резонаторах ускорителя, оптического резонатора лазера и в поглотителе пучка. При рекуперации и сверхпроводящем резонаторе все виды потерь можно сделать существенно меньше мощности излучения, приблизив, таким образом, кпд всей установки к единице.

Из наиболее крупных реализованных проектов с использованием сверхпроводящих резонаторов кроме уже упомянутого CEBAF отметим Окриджский нейтронный генератор (США, SNS – Spallation Neutron Source) [16], в котором основная часть протонного линейного ускорителя выполнена по сверхпроводящей технологии. В стадии реализации находится проект Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах (European XFEL), электронный линейный ускоритель которого также реализуется на основе резонаторов типа TESLA. И, наконец, наиболее масштабный проект международного электронпозитронного линейного коллайдера [17] (который, как уже упоминалось в статье, начинался под названием TESLA) находится в стадии рабочего проектирования. Из Российских проектов отметим источник синхротронного поколения на энергию электронов 6 ГэВ в ИЯФ им. Г.И. Будкера, задуманный по схеме сильноточного электронного рециркулятора с рекуперацией энергии. Группой российских институтов предложен многоцелевой ускорительно-накопительный комплекс на основе сверхпроводящего электронного рециркулятора, который предполагается реализовать в рамках существующей ускорительной инфраструктуры ФИАН в г. Троицке [18, 19]. Особенностью проекта является рекуперация энергии электронного пучка после взаимодействия с мишенью в ядерно-физическом эксперименте. Это позволяет существенно снизить радиационный фон и уменьшить потребление энергии.

Заключение

За почти полувековую историю своего развития сверхпроводящие резонаторы для ускорителей прошли путь от экзотических устройств до совершенных приборов, во многом определяющих собой облик современных ускорителей и тенденцию их развития. Данные технологии успешно развиваются, в США, Канаде, в странах Европы, Японии, Китае. К сожалению, в данном списке отсутствует Россия, и это обстоятельство в определённой степени является тормозом для продвижения существующих и будущих проектов ускорителей в нашей стране. Чтобы в какой-то мере ликвидировать отставание в данной перспективной области исследований и технологий, в ФИАНе рассматривается концепция поэтапного реализация проекта ускорительно-накопительного комплекса. Представляется разумным на первом этапе, являющегося стадией R&D, осуществить разработку и сооружение ускорителя-рециркулятора на энергию 100-150 МэВ, дополненного ЛСЭ и схемой обратного Комптона, для исследований на электронных и фотонных пучках. Планируется создание стенда для тестирования сверхпроводящих резонаторов и инициирование работ по их технологии в России. Имеются неплохие предпосылки для успеха в этой деятельности – опыт работы со сверхпроводящими резонаторами, материал для их изготовления (листовой ниобий высокой чистоты), неплохой задел в исследовании таких резонаторов. Даже весьма умеренного финансирования вполне достаточно, чтобы присоединиться в течение сравнительно небольшого времени к приведённому выше списку стран с высокой культурой технологий сверхпроводящих резонаторов.

Литература

- [1] H. Kamerling Onnes. Leiden Comm. 1911, 122b, p. 124.
- [2] В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау. ЖЭТФ, 1950, 20, 1064.
- [3] Дж. Бардин, Л. Купер, Дж. Шриффер. В сб. Теория сверхпроводимости. Под ред. Н.Н.Боголюбова. М.: И, 1960, с. 103.
- [4] А.Н. Диденко, Л.М. Севрюкова, А.А. Ятис. Сверхпроводящие ускоряющие структуры. Москва, Энергоиздат, 1981. 208 сс.
- [5] D.L. Rubin et al. Superconducting RF Linear Collider. In Proceedings of 1989 Particle Accelerator Conference PAC89, March 20-23, 1989, Chicago, USA, pp. 721-725.
- [6] О.С. Милованов, Н.П. Собенин. Техника сверхвысоких частот. Москва, Атомиздат, 1980. 464 с.
- [7] Физические величины. Справочник под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова, Москва, Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

- [8] H. Piel. Superconducting Cavities. Proceedings of CERN Accelerator School "Superconductivity in Particle Accelerators", 30 May-3 June 1988, Haus Rissen, Hamburg, Germany. Editor S.Turner, Geneva 1989, pp. 149-196.
- [9] М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Перевод с английского под ред. К.К. Лихарева, Москва, Атомиздат, 1980. 311 с.
- [10] В.В. Шмидт Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, Москва, 2000. 398 с.
- [11] V.G. Kurakin. Thermal stability of defect free superconducting cavity. Proc. of the 15th International Conf. on High Energy Accelerators, July 20-24, 1992, Hamburg, Germany, 745–747
- [12] В.Г. Куракин. О тепловой устойчивости сверхпроводящего резонатора. Труды 13 Совещания по ускорителям заряженных частиц, г.Дубна, 13-15 окт. 1992, 232–235.
- [13] V.G. Kurakin. Thermal Instabilities in Superconducting RF Cavities. Proceedings of the 4th European Particle Accelerator Conference, London 27 June - 1 July, 1994, 2080–2082.
- [14] W. Weingarten. Superconducting cavities basics. Proceedings of CERN Accelerator School.
- [15] U. Amaldi. A Possible Scheme to obtain e^-e^- and e^+e^- collisions at energies of hundreds of GeV. Phys. Lett., Volume 61B, number 3, 29 March 1976, pp. 313–315.
- [16] В.Е. Балакин, Г.И. Будкер, А.Н. Скринский. О возможности создания установок со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии. Труды шестого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 11-13 октября 1978 г., Дубна 1979, с. 27–34.
- [17] S. Henderson. Status of the Spallation Neutron Source: Machine and Science. Proceedings of PAC07, June 25–29, Albuquerque, New Mexico. USA, pp. 7–11.
- [18] International Linear Collider. http://www.linearcollider.org
- [19] V.G. Kurakin, G.A. Sokol, V.G. Nedoresov, B.S. Ishkhanov, V.I. Shvedunov. Superconducting RF Electron recirculator for Nuclear Physics Research at Lebedev Physical Institute, in Proceedings of the RuPAC08, Zvenigorod, Russia, September - 2008, pp. 107–109.
- [20] E.G. Bessonov, V.G. Kurakin, A.I. Lvov, G.A. Sokol, V.G. Nedoresov, B.S. Ishkhanov, E.M. Leikin, V.I. Shvedunov, A.I. Malakhov. Superconductinf RF Electron Recirculator for Nuclear and Particle Physics Research as Upgrade of the Accelerator Complex of Lebedev Physical Institute in Troitsk. Proceedings of the 12 International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei, Moscow, September 17-20, 2009, pp. 110–113.
- [21] http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/