



Криогенные и сверхпроводящие электроэнергетические устройства (000025237)

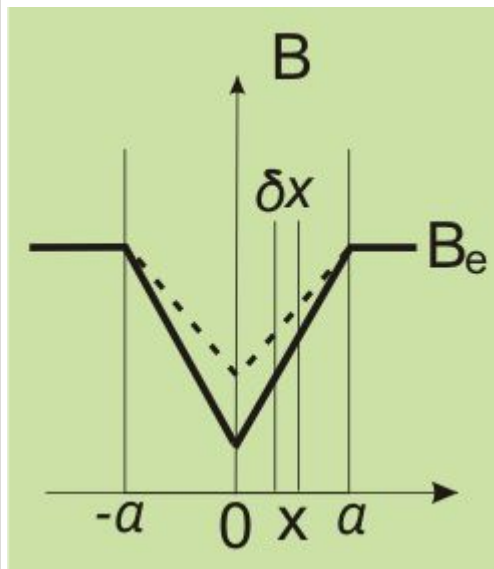
Лекция 8

Профессор Е.Ю.Клименко



Устойчивость к скачкам потока

Скачок потока (классика)



Имеем теплоизолированную пластину с установившимся фронтом распределения поля. Подведем тепло ΔQ_e . Оно повысит температуру пластины $\delta T = \frac{\Delta Q_e}{\gamma C}$. При этом изменится критическая плотность тока на δj_c , а это приведет к прониканию магнитного потока и возникновению электрического поля в направлении тока.

$$\delta q = \int j(x)E(x)dx = j_c \delta x \delta \Phi(x)$$

$\delta \Phi(x)$ - поток, прошедший через сечение x до средней плоскости

$$\delta \Phi(x) = \int_0^x \delta B(x)dx = \mu_0 \int_0^x \delta j_c (a - x)dx = \mu_0 \delta j_c \left(ax - \frac{x^2}{2} \right)$$

При этом выделится тепло (на единицу объема)

$$\Delta Q = \frac{1}{a} \int_0^a \delta q(x)dx = \frac{\mu_0}{a} \int_0^a j_c \delta j_c \left(ax - \frac{x^2}{2} \right) dx = \mu_0 j_c \delta j_c \frac{a^2}{3}$$

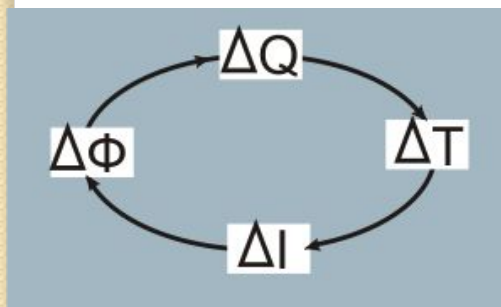
$$\delta j_c = -j_c \frac{\delta T}{T_c - T_b}$$

Если выделившееся тепло больше подведенного, то процесс разогрева не остановится. Таким образом, критерий развития скачка потока:

$$\frac{\mu_0 j_c^2 a^2}{\gamma C (T_c - T_b)} > 3$$

Если $a < \sqrt{\frac{3\gamma C (T_c - T_b)}{\mu_0 j_c^2}}$

, скачок не происходит.



Пример:

Сплав Nb-Ti, при температуре 4.2K в поле 6 Тл.

Критическая плотность тока $1.5 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$,

Плотность γ $6.2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$,

Удельная теплоемкость C 0.89 Дж/кг

Критическая температура 6.5 K

Стабильность обеспечивается при $a < 115 \text{ мкм}$.

«С запасом» выбрали, что сверхпроводник не должен быть толще 60 мкм.

Но стабильность в коротких образцах сохраняется у гораздо более толстых проводов 500 мкм и более!

К определению максимальной температуры перегрева

Генерация тепла:

$$G(T) = I^2 R \exp \left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{I}{I_{c2}^2}}{\delta} \right]$$

Теплоотвод: $Q(T) = hPT$

В точке P_q :

$$Q(T_q) = G(T_q) \quad \frac{Q(T_q)}{\partial T} = \frac{G(T_q)}{\partial T}$$

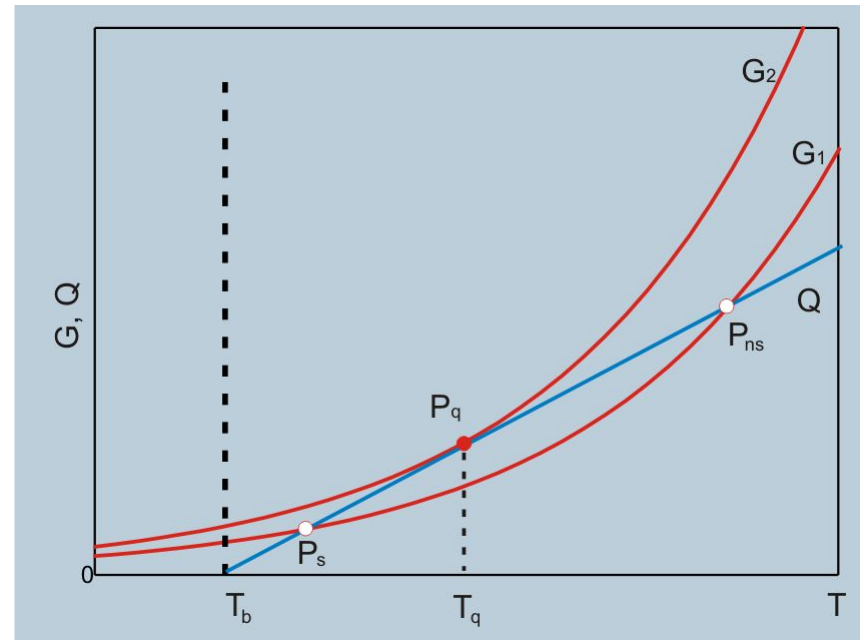
$$\frac{\partial Q(T)}{\partial T} = hP$$

$$\frac{\partial G(T)}{\partial T} = \frac{I^2 R}{\delta T_c} \exp \left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{I}{I_{c2}^2}}{\delta} \right] = \frac{G(T)}{\delta T_c}$$

Таким образом:

$$T_q - T_b = \delta \cdot T_c$$

Срыв (*quench*) происходит при весьма малом перегреве сверхпроводника $\sim 0.01 T_c$



Кривые генерации тепла соответствуют двум разным токам. При меньшем токе существуют две точки баланса. P_s -состояние стабильное. P_{ns} -нестабильное. При максимальном токе существует одна точка баланса P_q , в которой G_2 и Q касаются друг друга. В этой точке происходит тепловой срыв (*quench*).



Приведенные в лекции 5 на слайде 15 общие уравнения электродинамики технических сверхпроводников позволяют детально рассчитать динамику электрических и магнитных полей, токов и температуры при произвольных условиях. А также убедиться сохраняет ли провод сверхпроводящее состояние или переходит в нормальное.

Но это всегда рассмотрение частного случая, причем всегда очень трудоемкое.

Чтобы понять физику процессов воспользуемся не столь точным, но наглядным аналитическим подходом.

Современная теория стабильности

В общей постановке задачи об устойчивости следует учесть, как тепловые и электродинамические процессы, так и форму переходной характеристики.

$$\Delta E = \mu_0 \frac{\partial j}{\partial t}$$
$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \text{grad}(\lambda \cdot \text{grad} T) + jE$$
$$E(T, B, I) = jR \exp \left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{j}{j_{c2}^2}}{\delta} \right]$$

Для упрощения вычислений будем использовать упрощенную переходную характеристику поскольку экспоненциальная зависимость от тока значительно сильнее линейной:

$$E(T, B, I) = E_c \exp \left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{j}{j_{c2}^2}}{\delta} \right]$$

Характерные времена

Стабильность провода сильно зависит от соотношения характерных времен :

Магнитного $\tau_m = \frac{\mu_0 d^2}{\rho}$, теплового $\tau_\lambda = \frac{Cd^2}{\lambda}$ и теплообмена $\tau_h = \frac{Cd}{h}$

Классическая теория рассматривает случаи $\tau_m \gg \tau_\lambda$ для многоволоконных проволок в матрице и для одноволоконной проволоки или многоволоконных проволок в резистивной матрице. Это приходится делать поскольку МКС предсказывает весьма высокое дифференциальное сопротивление сверхпроводника в резистивном состоянии:

$$\rho(B, j) = \rho_f = \rho_n \cdot \frac{B}{B_{c2}}$$

$$\frac{\partial E}{\partial j} = \rho(B, j) \approx \frac{E}{\delta j_{c/2}}$$

У реальных сверхпроводников $\delta j_{c/2} = 2 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$, $E = 1 \cdot 10^{-4} \text{ В/м}$. Эта величина очень мала.

Например $\tau_h \gg \tau_m \gg \tau_\lambda$ и она составляет

Что в 100 раз меньше, чем у меди. Поэтому достаточно рассматривать случаи от $\tau_m \gg \tau_h \gg \tau_\lambda$ до $\tau_m \gg \tau_h \gg \tau_\lambda$.

В лекции 7 было показано, что для $\oint_j E dS = hP\delta \cdot T_c$ стабильности достаточно, чтобы электрическое поле нигде не превышало E_c для срыва Eq. Это достаточное условие, но не необходимое. В случае ,

Для рассматриваемого случая в общем можно утверждать: $W \leq g h_{ef} P \delta \cdot T_c$

,
 где g – геометрический фактор. Величина h_{ef} зависит от соотношения
 коэффициента теплоотдачи h и толщины пластины δ :
 при $h\delta \gg \lambda$ и $h_{ef} = \beta \lambda / d$ при $\beta = 2$ для пластины и $\beta = 4$ для цилиндра.
 при $h\delta \ll \lambda$ $h_{ef} = h$



**СПАСИБО ЗА
ВНИМАНИЕ**









