

Stabilność termiczna drutów nadprzewodzących

LESZEK MALINOWSKI

Politechnika Szczecińska, Szczecin

W pracy przedstawiono numeryczny model cieplny oraz wyniki badania stabilności wielowłóknowego drutu nadprzewodzącego. Zaproponowany model uwzględnia zależność przewodności i pojemności cieplnej przewodu od temperatury oraz nieustalone wnikanie ciepła do chłodziw. Jednowymiarowe równanie przewodnictwa cieplnego zastosowane do opisu ewolucji strefy oporowej rozwiązywano metodą Cranka-Nicolsona. Za miarę stabilności przewodu przyjęto wielkość minimalnej energii potrzebnej do wprowadzenia przewodu w stacjonarny stan oporowy (MQE). Zaobserwowano silną zależność MQE od prądu, udziału stabilizatora w przewodzie i wielkości chłodzonej powierzchni bocznej przewodu. Stwierdzono wpływ charakterystyki czasowo-przestrzennej impulsu cieplnego na stabilność przewodu. Zauważono, że zwiększenie współczynnika wnikania ciepła podczas nieustalonego wrzenia pęcherzykowego nie powoduje odpowiednio dużego wzrostu energii krytycznej przewodu.

Oznaczenia

$a(T)$	– efektywna pojemność cieplna warstwy pary, $J/(cm^2K)$
A	– pole powierzchni przekroju poprzecznego przewodu cm^2
$c, c(T)$	– ciepło właściwe przewodu, $J/(cm^3K)$
c_n	– ciepło właściwe nadprzewodnika, $J/(cm^3K)$
c_s	– ciepło właściwe stabilizatora, $J/(cm^3K)$
E	– ciepło odprowadzone do chłodziwa przypadające na $1 cm^2$ powierzchni bocznej przewodu, J/cm^2
E_i	– energia impulsu zakłócającego, J
f	– udział objętościowy stabilizatora w przewodzie
$G(T)$	– gęstość strumienia ciepła Joule'a w odniesieniu do chłodzonej bocznej powierzchni przewodu, W/cm^2
g_i	– amplituda impulsu zakłócającego, W/cm^2
$G_i(x, t)$	– gęstość strumienia ciepła pochodzącego z rozproszenia energii impulsu, W/cm^2
G_m	– maksymalna wartość $G(T)$ – cały prąd w matrycy i stabilizatorze, W/cm^2

h_{tn}	– współczynnik wnikania nieustalonego strumienia ciepła podczas wrzenia pęcherzykowego, $W/(cm^2K)$
I	– całkowity prąd transportowany przewodem, A
$I_c(T)$	– prąd krytyczny nadprzewodnika, A
I_s	– prąd w stabilizatorze, A
$k(T)$	– współczynnik przewodzenia ciepła dla przewodu, $W/(cmK)$
l	– długość impulsu zakłócającego, cm
L_o	– liczba Lorentza, V^2/K^2
MQE	– energia krytyczna przewodu, J
P	– obwód zwilżony przewodem, cm
$Q_s, Q_s(T)$	– gęstość ustalonego strumienia ciepła oddawanego do chłodziwa, W/cm^2
$Q_i, Q_i(t, T)$	– gęstość nieustalonego strumienia ciepła oddawanego do chłodziwa, W/cm^2
t	– czas, s
t_i	– czas działania impulsu zakłócającego, s
T	– temperatura, K
T_c	– temperatura krytyczna nadprzewodnika, K
T_d	– temperatura Deby'ego, K
T_{c1}	– temperatura początku podziału prądu, K
T_o	– temperatura chłodziwa, K
x	– współrzędna liniowa wzdłuż przewodu, cm
ρ	– oporność właściwa stabilizatora, Ωcm

Wstęp

W wielu dziedzinach techniki, takich jak np.: przetwarzanie i gromadzenie energii, transport, separacja magnetyczna, inżynieria materiałowa, itd., istnieje zapotrzebowanie na silne pola magnetyczne. Pola takie mogą być wytwarzane przez elektromagnesy nadprzewodzące, które charakteryzują się zerowymi stratami energii w uzwojeniach. Jedynym nakładem energetycznym jaki ponosi się podczas eksploatacji elektromagnesów nadprzewodzących jest energia niezbędna do utrzymania ich w odpowiednio niskiej temperaturze. W większości przypadków energię tę można ograniczyć do bardzo niewielkich rozmiarów.

Podczas pracy elektromagnesów nadprzewodzących może dojść do samoczynnej utraty przez nie właściwości nadprzewodnictwa. Najczęściej przyczyną tego jest lokalne rozproszenie w nadprzewodniku niewielkiej ilości energii, rzędu kilku mJ, w wyniku np.: mikropęknięcia izolacji [1], mikroodkształcenia się nadprzewodnika [2], przesunięcia się przewodu [3], itp. Miarą odporności drutu nadprzewodzącego na lokalne zakłócenia energetyczne, czyli miarą jego stabilności, jest energia krytyczna (MQE) będąca najmniejszą ilością energii

powodującą przejście drutu w stacjonarny stan oporowy. Energia krytyczna zależy od prądu, indukcji zewnętrznego pola magnetycznego, warunków chłodzenia oraz charakterystyki czasowo-przestrzennej zakłócenia.

Znajomość charakterystyki $MQE = f(I)$ pozwala na wyznaczenie granicznego prądu roboczego I , dla którego MQE jest większa od energii przewidywanego zakłócenia. Wielkość hipotetycznego zakłócenia oszacowuje się na podstawie analizy doświadczeń z eksploatacji konstrukcji podobnych. MQE określa się przez pomiar [4,5] albo na drodze teoretycznej, poprzez badanie modeli analitycznych [6 ÷ 8] lub numerycznych [4, 9 ÷ 11].

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki analizy numerycznej stabilności nadprzewodnika stabilizowanego materiałem normalnym. Wyniki te podano w formie zależności energii krytycznej od podstawowych parametrów charakteryzujących przewód i warunki jego pracy. Obliczenia wykonano uwzględniając wpływ temperatury na parametry termofizyczne przewodu i nieustalone wnikanie ciepła do helu.

1. Równania podstawowe

W pracy zajęto się przypadkiem elektromagnesu z uzwojeniem wykonanym z nie zaizolowanego przewodu wielowłóknowego, umieszczonego w jednorodnym polu magnetycznym działającym prostopadle do kierunku prądu, chłodzonego przez zanurzenie w ciekłym helu I o ciśnieniu atmosferycznym. Wzajemne oddziaływanie termiczne pomiędzy zwojami elektromagnesu pominięto.

W większości tego typu elektromagnesów średnica przewodu jest tak niewielka (liczba Biota mniejsza od jedności), że można do opisu zjawiska wymiany ciepła w przewodzie zastosować jednowymiarowe równanie przewodnictwa cieplnego o następującej postaci:

$$c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[k(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{P}{A} [G(T) + G_i(x, t) - Q_i(t, T)]. \quad (1)$$

W równaniu (1) nie uwzględniono ciepła Thompsona ze względu na jego znikomą wartość w porównaniu z ciepłem Joule'a. Wyrażenie na ciepło Joule'a wyznaczono następująco. Prąd w nadprzewodniku jest mniejszy od prądu krytycznego dla temperatury chłodziwa. Podczas wzrostu temperatury nadprzewodnika, w określonej temperaturze T_{c1} , prąd w nadprzewodniku staje się jego prądem krytycznym. Dalszy wzrost temperatury przewodu powoduje „wypychanie” prądu do stabilizatora. Po przekroczeniu temperatury krytycznej nadprzewodnika, ze względu na dużą różnicę oporności nadprzewodnika w stanie normalnym i stabilizatora, praktycznie cały prąd płynie stabilizatorem. Za [12] założono liniową zależność pomiędzy prądem krytycznym a temperaturą:

$$I_c(T)/I_c(T_0) = (T_c - T)/(T_c - T_0). \quad (2)$$

W strefie podziału prądu spadek napięcia na odcinku przewodu o długości Δx jest równy $I_s \rho \Delta x / (fA)$. Ponieważ spadek napięcia w stabilizatorze jest taki sam jak w nadprzewodniku, możemy napisać:

$$G(T) = I I_s \rho / (fPA), \quad (3)$$

gdzie $I_s = I - I_c(T)$. Po wykorzystaniu (2) otrzymujemy:

$$\begin{cases} G(T) = 0 & \text{dla } T \leq T_{c1}, \\ G(T) = G_m \frac{T - T_{c1}}{T_c - T_{c1}} & \text{dla } T_{c1} < T < T_c, \\ G(T) = G_m & \text{dla } T \geq T_c. \end{cases} \quad (4)$$

gdzie $G_m = I^2 \rho / (fAP)$. W wyrażeniach (4) nie uwzględniono zależności oporności właściwej stabilizatora od temperatury, ponieważ w rozważanym zakresie temperatur (4 ÷ 20 K) jest ona w przybliżeniu stała.

W pracy badano reakcję układu na działanie prostokątnego impulsu cieplnego o następującej charakterystyce

$$G_i(x, t) = \begin{cases} g_i & \text{dla } -l/2 < x < l/2 \text{ oraz } 0 < t < t_i, \\ 0 & \text{poza powyższym obszarem.} \end{cases} \quad (5)$$

Energię zakłócenia można więc wyznaczyć jako

$$E_i = P \int_0^{t_i} \int_{-l/2}^{l/2} G_i(x, t) dx dt = g_i P l t_i. \quad (6)$$

Równanie (1) rozwiązywano przy następujących warunkach granicznych:

$$T(x, 0) = T_o, \quad (7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = 0, \quad (8)$$

$$T(\infty, t) = 0. \quad (9)$$

Warunek (8) wynika z symetrii strefy oporowej.

2. Właściwości cieplne przewodu

2.1. Przewodność cieplna

Zastępczą przewodność cieplną układu nadprzewodnik-stabilizator można obliczyć z zależności

$$k = f k_s + (1 - f) k_n. \quad (10)$$

Ponieważ $k_s \gg k_n$ drugi składnik sumy (10) można pominąć. Dostajemy więc

$$k = f k_s. \quad (11)$$

W przypadku czystych metali w rozważanym zakresie temperatur (4 ÷ 20 K) nośnikami energii termicznej są przede wszystkim swobodne elektrody. Można zatem przyjąć

$$k_s = k_o T, \quad (12)$$

gdzie na wartość współczynnika proporcjonalności k_o mają wpływ niedoskonałości sieci krystalicznej i zanieczyszczenia. Współczynnik k_o można wyznaczyć z prawa Widemanna-Franza-Lorenza

$$k_s = \frac{L_o}{\rho} T \quad (13)$$

po zmierzeniu oporności właściwej ρ .

Jak wykazały badania [13] równanie (13) jest także słuszne dla metalu umieszczonego w polu magnetycznym, przy czym wpływ pola na wartość liczby Lorenza jest pomijalnie mały. Wówczas ze względu na magneto-rezystancję wartość przewodności cieplnej zmniejsza się. Np. przy wzroście indukcji pola od 0 do 5 T przewodność cieplna maleje o 25 ÷ 75% [13].

2.2. Pojemność cieplna

Zastępczą pojemność cieplną przewodu można wyznaczyć z zależności analogicznej do (10)

$$c = f c_s + (1 - f) c_n. \quad (14)$$

Pojemność cieplna metali jest sumą pojemności cieplnej sieci krystalicznej i pojemności cieplnej elektronów swobodnych. Pojemność cieplną sieci określa funkcja Deby'a, która dla niskich temperatur ($T \ll T_d$) upraszcza się do postaci:

$$c_d = a T^3. \quad (15)$$

Z kolei pojemność cieplna elektronów swobodnych jest proporcjonalna do temperatury

$$c_e = b T. \quad (16)$$

Stąd całkowita pojemność cieplna metali

$$c_m = c_d + c_e = a T^3 + b T. \quad (17)$$

Przy przejściu nadprzewodnika ze stanu nadprzewodzącego w stan normalny następuje około 25% spadek jego pojemności cieplnej.

3. Przejmowanie ciepła przez hel

Ponieważ czas trwania zjawisk badanych w niniejszej pracy jest porównywalny z czasem ustalania się procesu wnikania ciepła do helu, należy podczas obliczeń energii krytycznej uwzględnić nieustaloną wymianę ciepła w chłodziwie. Współczynnik wnikania ciepła podczas nieustalonego wrzenia pęcherzykowego jest około 10 razy większy od analogicznego współczynnika dla stanu ustalonego i około 100 razy większy od współczynnika wnikania ciepła podczas ustalonego wrzenia błonowego. Przełomowym momentem podczas ewolucji strefy normalnej jest więc przejście od wrzenia pęcherzykowego do wrzenia błonowego. Odprowadzenie ciepła ze strefy oporowej odbywa się wówczas przede wszystkim poprzez przewodzenie ciepła wzdłuż przewodu.

Nieustalone wrzenie pęcherzykowe helu I pod ciśnieniem atmosferycznym było badane m.in. przez Schmidta [14]. Na podstawie wyników eksperymentów, w czasie których do helu dostarczany był niezmienny w czasie strumień ciepła, stwierdził on, że podczas nieustalonego wrzenia pęcherzykowego następuje wnikanie ciepła do helu przy stałym współczynniku wnikania $h_m \cong 5 \text{ W}/(\text{cm}^2 \text{ K})$, a czas trwania tego okresu wynosi $t_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}/Q_t^2$ (Q_t w W/cm^2 , t_1 w s), czyli że przed utworzeniem błony parowej przez każdy cm^2 bocznej powierzchni przewodu wnika do helu

$$E = 2,5 \cdot 10^{-3}/Q_t \text{ [J}/\text{cm}^2] \quad (18)$$

ciepła. Zależność (18) została z powodzeniem wykorzystana w obliczeniach numerycznych przy $Q_t = \text{var}$ [4, 11]. W niniejszej pracy dla każdego elementarnego odcinka przewodu i w każdym kroku czasowym obliczano iloczyn EQ_t , w którym E jest ilością ciepła dotychczas odprowadzonego do helu z 1 cm^2 powierzchni przewodu, a Q_t aktualną gęstością strumienia ciepła pochłanianego przez hel. Osiągnięcie przez EQ_t wartości $2,5 \cdot 10^{-3}$ oznaczało koniec okresu nieustalonego wrzenia pęcherzykowego.

Strumień ciepła podczas nieustalonego wrzenia błonowego można obliczyć z zależności

$$Q_t(T) = Q_s(T) + a(T) \frac{dT}{dt} \quad (19)$$

zaproponowanej przez Iwasę i Apgara [15]. W wyrażeniu (19) $Q_s(T)$ jest charakterystyką wrzenia helu w stanie ustalonym, a $a(T)$ wyznaczaną doświadczalnie efektywną pojemnością cieplną warstwy pary, uwzględniającą ciepło parowania (skraplania) helu i pojemność cieplną pary helu. Dla helu I wrzącego pod ciśnieniem atmosferycznym $a(T)$ można określić za pomocą wzoru

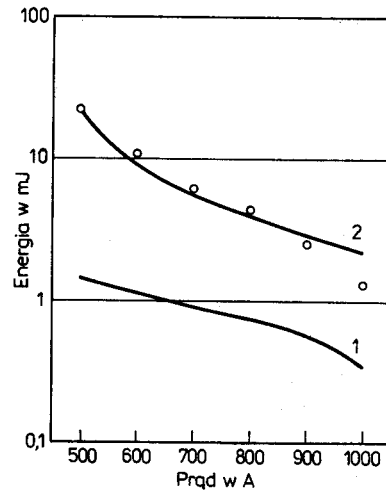
$$a(T) = [5 + 0,53(T - 4,7)^2] \cdot 10^{-4} \text{ J}/(\text{cm}^2\text{K}). \quad (20)$$

Równanie (20) można bardzo łatwo wykorzystać w obliczeniach numerycznych. W tym celu należy w równaniu (1) do $c(T)$ dodać wyraz $a(T)P/A$ i w miejsce $Q_s(T)$ wstawić $Q_s(t, T)$. Takiej modyfikacji równania (1) dokonano w niniejszej pracy przy prowadzeniu obliczeń w obszarze, w którym EQ było większe od $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ J/cm}^2 \text{ W/cm}^2$.

4. Metoda obliczeń

Równanie (1) z warunkami granicznymi (7) ÷ (9) rozwiązywano trzema metodami różnic skończonych: metodą explicit, metodą explicit połączoną z metodą Rungego-Kutty czwartego rzędu [11] oraz metodą Cranka-Nicolsona. Uzyskano całkowitą zgodność wyników dla trzech powyższych metod. Najbardziej efektywną okazała się metoda Cranka-Nicolsona pomimo trzykrotnego iterowania „nowych” temperatur w każdym kroku czasowym. Zaletą metod explicit jest łatwość uwzględnienia zależności parametrów termofizycznych i źródeł ciepła od temperatury, gdyż wyznaczone są one dla „starych” temperatur. W przypadku metody Cranka-Nicolsona, z powodu zależności właściwości cieplnych przewodu i źródeł ciepła od temperatury, w każdym kroku czasowym występuje problem rozwiązania układu nieliniowych równań algebraicznych. Jedną z możliwości pokonania tej trudności jest wstępne założenie w każdym kroku czasowym „nowych” temperatur, obliczenie współczynników równań algebraicznych, rozwiązanie już liniowego układu równań i powrót z tak wyznaczonymi „nowymi” temperaturami do obliczania współczynników równań algebraicznych. Po wykonaniu odpowiedniej liczby iteracji można uzyskać równość temperatur założonych i obliczonych. Powyższą metodę zastosowano w pracy. Najpierw zakładano, że „nowe” temperatury są równe „starym” temperaturom, a następnie wykonywano trzy iteracje. Poprawność obliczeń numerycznych sprawdzono poprzez porównanie wyników obliczeń z wynikami uzyskanymi z niezależnie napisanego programu oraz z wynikami eksperymentu zaczerpniętymi z [4] (rys. 1). Różnice pomiędzy wynikami obliczeń a wynikami eksperymentu nie są duże. Wynikają one m.in. z powodu różnic w modelach. W modelu badanym eksperymentalnie występował zaizolowany odcinek przewodu o długości 0,9 cm oraz inna była charakterystyka czasowa impulsu.

Energię krytyczną (MQE) dla określonego zestawu danych wyznaczono metodą prób i błędów. Analizowano pole temperatur w przewodzie dla odpowiednio zmienianej energii zakłócenia. Przy energii zakłócenia mniejszej od MQE następował wzrost, a później kurczenie się strefy oporowej, aż do uzyskania przez przewód temperatury chłodziwa. Dla energii impulsu większej od MQE strefa normalna rozprzestrzeniała się na cały przewód. Najmniejsza ilość energii zakłócającej, dla której nastąpiło przejście całego przewodu w stan normalny była równa MQE . W przypadku energii zakłócenia równej MQE



Rys. 1. Zależność energii krytycznej od prądu: 1 – $f = 0,5$; 2 – $f = 0,833$. Obliczenia wykonano dla $l = 0,1$ cm, $t_i = 1,2$ ms, $P = 0,525$ cm, $h_m = 5$ W/(cm²K). Kółeczkami oznaczono wyniki pomiarów odpowiadające krzywej 2, które zaczerpnięto z [4].

można było zaobserwować okres quasi-równowagi charakteryzujący się słabą zależnością pola temperatur od czasu. Maksymalny błąd wyznaczania MQE w metodzie prób i błędów wyniósł 1%.

5. Dane przyjęte do obliczeń

Obliczenia wykonano dla przewodu NbTi-50 ze stabilizatorem miedziowym. Niżej podaną charakterystykę przewodu zaczerpnięto z [4].

Kształt przekroju poprzecznego przewodu:	prostokąt
Całkowity przekrój poprzeczny przewodu:	$0,245 \times 0,14$ cm ²
Obwód zwilżony przewodu:	0,525 cm
Stosunek objętościowy miedzi do nadprzewodnika:	5
Liczba włókien nadprzewodzących:	300
Średnia średnica włókna:	50 μ m
Oporność właściwa stabilizatora (4 T):	$2,5 \cdot 10^{-8}$ Ω cm
Temperatura krytyczna nadprzewodnika (4 T):	7,3 K
Prąd krytyczny (4,2 K, 4 T):	1030 A
Ciepło właściwe miedzi:	$6,661 \cdot 10^{-6} T^3 + 9,162 \cdot 10^{-5} T$ J/(cm ³ K)
Ciepło właściwe nadprzewodnika (4 T)	w J/(cm ³ K)
	$5,592 \cdot 10^{-5} T^3 + 3,6 \cdot 10^{-4} T$ dla $T < 7,1$ K
	$-0,04131 T + 0,3159$ dla $7,5 \geq T \geq 7,1$ K
	$1,41 \cdot 10^{-5} T^3 + 1,314 \cdot 10^{-5} T$ dla $T > 7,5$ K
Przewodność cieplna miedzi (4 T):	$2,5 T$ W/(cm K)

Ponadto przyjęto następującą stacjonarną charakterystykę wrzenia helu Q_s w W/cm^2 [4]:

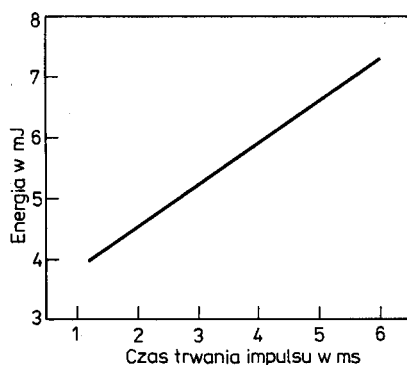
$$Q_s = \begin{cases} 1,944 \Delta T^2 & \text{dla } \Delta T < 0,6 \text{ K} \\ 1,067 - 0,611 \Delta T & \text{dla } 1,5 \geq \Delta T \geq 0,6 \text{ K} \\ 0,1177 + 0,02154 \Delta T & \text{dla } \Delta T > 1,5 \text{ K} \end{cases}$$

Obliczenia przeprowadzono przy: niezmiennym przekroju poprzecznym przez włókna nadprzewodzące, stałym polu magnetycznym o indukcji 4 T, kroku czasowym 0,01 ms i kroku przestrzennym 0,1 cm.

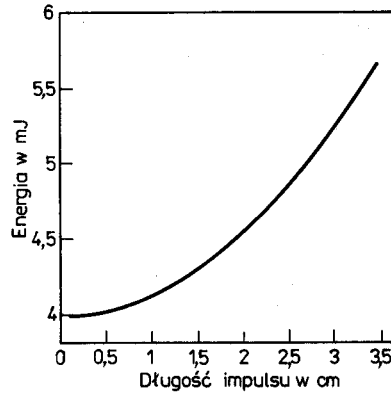
6. Wyniki obliczeń i dyskusja wyników

Na rys. 1 przedstawiono zależność energii krytycznej od prądu dla impulsu o charakterystyce: 0,1 cm, 1,2 ms. Zmniejszanie prądu powoduje wzrost MQE . Wzrasta wówczas temperatura początku podziału prądu i maleje maksymalna gęstość strumienia ciepła Joule'a. Dla prądu mniejszego od minimalnego prądu propagacji [8, 16], wynoszącego w rozpatrywanym przypadku 430 A, MQE jest nieskończenie duże.

Rys. 2 i 3 ilustrują zależność MQE od charakterystyki czasowo-przestrzennej impulsu. Dla krótkich impulsów wpływ długości impulsu l na wielkość MQE jest nieznaczny. Wynika to z intensywnego rozprowadzania ciepła wzdłuż przewodu. Niezależnie od długości impulsu po bardzo krótkim czasie profile temperatury w strefie oporowej przyjmują taką samą postać. Np. dla $I = 800$ A, $E_i = 4$ mJ, $t_i = 1,2$ ms profile temperatury dla $l = 0,1$ cm i $l = 0,3$ cm pokrywają się już po 1,5 ms. W przypadku rozległych impulsów wpływ przewodzenia wzdłużnego na profil temperatury zmniejsza się. Przebieg ewolucji strefy oporowej zależy wówczas przede wszystkim od ciepła Joule'a i chłodzenia. Wzrost l powoduje zmniejszenie gęstości strumienia ciepła pochodzącego od impulsu zakłócającego, a tym samym polepszenie warunków



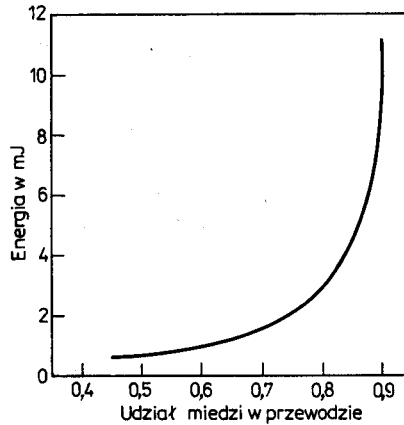
Rys. 2. Zależność energii krytycznej od czasu trwania impulsu. Obliczenia wykonano dla $I = 800$ A, $l = 0,1$ cm, $f = 0,833$, $P = 0,525$ cm, $h_m = 5$ W/(cm²K).



Rys. 3. Zależność energii krytycznej od długości impulsu. Obliczenia wykonano dla $I = 800$ A, $t_i = 1,2$ ms, $f = 0,833$, $P = 0,525$ cm, $h_m = 5$ W/(cm²K).

chłodzenia: więcej ciepła jest pochłaniane podczas nieustalonego wrzenia pęcherzykowego (zależność (18)) i może nie dojść do pokrycia strefy oporowej błoną pary. Duże l powoduje także opóźnienie momentu osiągnięcia przez strefę oporową temperatury początku podziału prądu.

Wpływ ciepła przewodzonego wzdłużnie na stabilność drutu nadprzewodnikowego przedstawia rys. 4. Zwiększenie przekroju poprzecznego matrycy

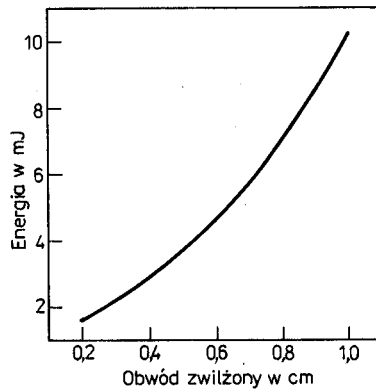


Rys. 4. Zależność energii krytycznej od udziału objętościowego miedzi w przewodzie. Obliczenia wykonano dla $I = 800$ A, $l = 0,1$ cm, $t_i = 1,2$ ms, $P = 0,525$ cm, $h_m = 5$ W/(cm²K).

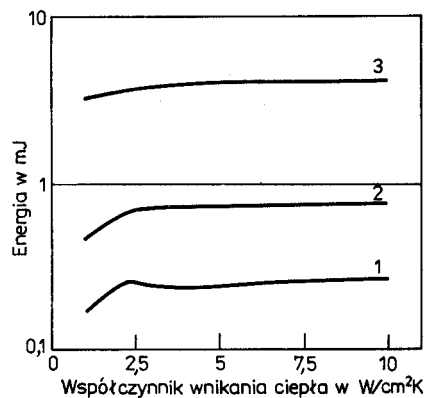
przy utrzymaniu tych samych warunków chłodzenia ($P = idem$) powoduje gwałtowny wzrost MQE . Zmiana udziału miedzi w przewodzie z 50% do 80% powoduje około czterokrotne zwiększenie MQE . Odpowiednio duże zwiększenie f może doprowadzić do uzyskania przez przewód tzw. stabilności całkowitej [8], tzn. przewód powróci do stanu nadprzewodzącego niezależnie od rozmiaru energii impulsu. Wadą przewodu stabilnego całkowicie jest mała gęstość

prądu liczona w odniesieniu do całkowitej powierzchni jego przekroju poprzecznego.

Na rys. 5 przedstawiono wpływ wielkości powierzchni wymiany ciepła na wartość MQE . Wpływ ten jest znaczny: dwukrotne zwiększenie P powoduje ponad dwukrotny wzrost MQE . W Rutherford Laboratory [17] nadprzewodnik pokryto porowatą warstwą stabilizatora, znacznie zwiększając w ten sposób powierzchnię wymiany ciepła. Uzyskano wzrost stabilności o rząd wielkości.



Rys. 5. Zależność energii krytycznej od obwodu zwilżonego przewodu. Obliczenia wykonano dla $I = 800$ A, $l = 0,1$ cm, $t_i = 1,2$ ms, $f = 0,833$, $h_{tm} = W/(cm^2K)$.



Rys. 6. Zależność energii krytycznej od współczynnika wnikania ciepła w czasie nieustalonego wrzenia pęcherzykowego, dla różnych udziałów objętościowych miedzi w przewodzie: 1 - $f = 0,2$, 2 - $f = 0,5$, 3 - $f = 0,833$. Obliczenia wykonano dla $I = 800$ A, $l = 0,1$ cm, $t_i = 1,2$ ms, $P = 0,525$ cm.

Wyniki obliczeń, w których współczynnik wnikania ciepła w czasie nieustalonego wrzenia pęcherzykowego h_{tm} był zmiennym parametrem przedstawiono na rys. 6. Wpływ h_{tm} na wartość MQE jest tym większy im mniejszy

jest udział miedzi w przewodzie f , ponieważ dla małych wartości f udział strumienia ciepła przewodzonego wzdłużnie w bilansie energetycznym elementarnego odcinka przewodu jest niewielki. Powyżej $5 \text{ W}/(\text{cm}^2\text{K})$ dalszy wzrost h_m powoduje już tylko nieznaczny wzrost MQE .

Wnioski

Na podstawie uzyskanych wyników można sformułować następujące wnioski:

1. Energię krytyczną stabilizowanego nadprzewodnika można wyznaczyć poprzez symulację numeryczną ewolucji strefy oporowej. Model numeryczny umożliwia uwzględnienie: zależności przewodności cieplnej i ciepła właściwego przewodu od temperatury, strefy podziału prądu, nieustalonego wnikania ciepła do chłodziwa oraz nieliniowości charakterystyki wrzenia chłodziwa w stanie ustalonym.
2. Największy wpływ na stabilność przewodu mają prąd i udział miedzi w przewodzie.
3. Znaczny wpływ na wartość energii krytycznej ma także wielkość chłodzonej powierzchni przewodu.
4. Intensyfikacja wymiany ciepła w helu w okresie nieustalonego wrzenia pęcherzykowego poprawia stabilność przewodu, lecz w przypadku dużego udziału miedzi w przewodzie wzrost energii krytycznej jest niewielki.
5. Wielkość energii krytycznej zależy od charakterystyki czasowo-przestrzennej impulsu zakłócającego. Zarówno wzrost czasu trwania jak i wzrost długości impulsu przyczyniają się do wzrostu energii krytycznej przewodu.

Praca wpłynęła do Redakcji w październiku 1987 r.

Bibliografia

- [1] EDWARDS V.W., SCOTT C.A., WILSON M.N.: *The control of "training" in "race-track" shaped superconducting magnets*. IEEE Transactions on Magnetics 11 (1975) No. 2, pp. 532–535
- [2] ANASHKIN O.P., VARLAKHIN V.A., KEILIN V.A., KRIVIKH A.V., LYIKOV V.V.: *Experimental investigation of training and degradation in superconducting magnet systems*. IEEE Transactions on Magnetics 13 (1977) No. 1, pp. 673–677
- [3] SMITH P.F., WILSON M.N., SPURWAY A.H.: *Experimental and theoretical studies of filamentary superconducting composites*. Journal of Physics D 3 (1970), pp. 1561–1572
- [4] NICK W., KRAUTH H., RIES G.: *Cryogenic stability of composite conductors taking into account transient heat transfer*. IEEE Transactions on Magnetics 15 (1979) No. 1, pp. 359–362

- [5] WALTMAN D.J., SUPERCZYNSKI M.J., McDONALD F.E., TAYLOR D.W.: *Energy pulses required to quench potted superconducting magnets at constant field*. IEEE Transactions on Magnetics 17 (1981) No. 1, pp. 1056–1059
- [6] BEJAN A., TIEN C.L.: *Effect of axial conduction and metal-helium heat transfer on the local stability of superconducting composite media*. Cryogenics 18 (1978) No. 7, pp. 433–441
- [7] MALINOWSKI L.: *Energia krytyczna dla kriogenicznie stabilizowanych nadprzewodników*. Referaty Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Warszawa–Jabłonna 1986, s. 182 ÷ 187
- [8] MALINOWSKI L.: *Kryteria stabilności kriogenicznej nadprzewodników*. Zbiór Referatów I Sympozjum „Zagadnienia Energetyczne w Mechanice”, Bielsko-Biała 1987, s. 147–154
- [9] CHEN W.Y., PURCELL J.R.: *Numerical study of normal-zone evolution and stability of composite superconductors*. Journal of Applied Physics 49 (1978) No. 6, pp. 3546–3553
- [10] ISHIBASHI K., WAKE M., KOBAYASHI M., KATSE A.: *Thermal stability of high current density magnets*. Cryogenics 19, (1979) No. 11, pp. 633–638
- [11] MALINOWSKI L.: *Numeryczny model cieplny stabilizowanego nadprzewodnika*. Zbiór Referatów XXVI Sympozjum „Modelowanie w Mechanice”, Gliwice 1987, s. 267–274
- [12] MADDOCK B.J., JAMES G.B., NORRIS W.T.: *Superconducting composites: heat transfer and steady state stabilization*. Cryogenics 9 (1969) No. 8, pp. 261–273
- [13] FEVRIER A., MORIZE D.: *The effect of magnetic field on the thermal conductivity and electrical resistivity of different materials*. Cryogenics 13 (1973) No. 10, pp. 603–606
- [14] SCHMIDT C.: *Transient heat transfer to liquid helium and temperature measurement with a response time in the microsecond region*. Applied Physics Letters 32 (1978) No. 12, pp. 827–829
- [15] IWASA Y., APGAR B.A.: *Transient heat transfer to liquid helium from bare copper surfaces in a vertical orientation – I: Film boiling regime*. Cryogenics 18 (1978) No. 5, pp. 267–275
- [16] MALINOWSKI L.: *Minimalny prąd propagacji strefy oporowej w kriogenicznie stabilizowanych nadprzewodnikach*. Chłódnictwo 20 (1985) nr 11, s. 22–24
- [17] BAYNHAM D.E., EDWARDS V.W., WILSON M.N.: *Transient stability of high current density superconducting wires*. Transactions on Magnetics 17 (1981) No. 1, pp. 732–735

Термическая стабильность комбинированных сверхпроводников

Резюме

В работе представлена числовая, тепловая модель и результаты исследования стабильности комбинированного сверхпроводника. В предлагаемой модели учитывается зависимость теплопроводности и тепловой ёмкости проводника от температуры, а также нестационарная теплопередача в охладитель. Одномерное уравнение теплопроводности, описывающее эволюцию резистивной зоны, решено методом Кранка-Никольсона. Мера устойчивости проводника это минимальная энергия, необходимая для введения сверхпроводника в стационарное резистивное состояние (*MQE*). Отмечена сильная зависимость *MQE* от тока, от количества стабилизатора в проводнике и от величины охлаждаемой поверхности проводника. Следует отметить влияние пространственно-временной характеристики теплового импульса на стабильность проводника. Установлено, что увеличение коэффициента теплообмена во время нестационарного пузырькового кипения не влечёт за собой соответственно большого роста критической энергии проводника.

Thermal stability of composite superconductors

Summary

A numerical thermal model and the results of stability investigation of a multifilamentary superconducting wire are presented. The model takes into account the temperature dependencies of the conductor thermal conductivity and heat capacity as well as transient heat transfer to the coolant. The one-dimensional heat conduction equation adopted in the model has been solved by means of the Crank-Nicolson method. As a measure of conductor stability the minimum quench energy *MQE* has been taken. A strong dependence of *MQE* on current, copper to superconductor ratio and the magnitude of the conductor cooled surface has been observed. The influence of duration and spatial length of the thermal impulse has also been noticed. The calculations showed that an increase of the heat transfer coefficient in the transient nucleate boiling region was not followed by an adequate rise in the critical energy of the conductor.