核融合炉用複合超電導体の安定性に対する 14MeV 中性子照射効果

林内 賀洋, 岡田 東一

大阪大学産業科学研究所 大阪府茨木市美穂ヶ丘8番1号

(1983年10月6日受理)

14 MeV Neutron Irradiation Effects on Cryostability of Composite
Superconductor for Fusion Reactor
Yoshihiro HAYASHIUCHI and Toichi OKADA

ISIR-SANKEN, Osaka University Suita Campus
8-1 Mihogaoka, Ibaragi, Osaka 567

(Received October 6, 1983)

Synopsis:

The neutron irradiation effects on cryostability of composite superconductors for fusion reactor are studied based on Maddock's condition. In particular, to estimate the effects of 14 MeV neutrons we assumed that the irradiation-induced degradation of critical temperature, critical current density and conductivity of stabilizer are determined by the damage energy depending on the neutron energy spectrum. The cryostability is found to decrease sensitively with increasing the fraction α of fusion neutrons with energy of 10~14 MeV to the total neutrons;

- (1) The Cu/superconductor ratio R_{ns} , to stabilize the conductor, must be increased remarkably with increasing α as well as the total dose of the neutron fluence. The optimized R_{ns} has a maximum value of about 80 in case of Nb₃Sn with transition temperature $T_c=15$ K, critical current density $J_c=10^9$ A/cm² and stabilizer resistivity $\rho=5\times 10^{-8}$ Ω cm. The fluence to give the maximum R_{ns} shifts to the lower one with increasing α . In order that the composite conductor is fully stabilized under the irradiation ($<10^{18}$ n/cm²), one must choose the larger R_{ns} than the maximum one.
- (2) For the small R_{ns} (~ 4), the stabilized overall current density decreases by several ten percents even at the fluence where T_c and J_c change only a few percent. This effect is dominated by the severe increase of ρ .

1. はじめに

核融合炉を実現するためには、プラズマ容器の第1壁をはじめとして、超電導磁石(以下SCMと略す)材料の放射線損傷の問題を克服しなければならない¹⁾。この内特にSCMの放射線損傷は磁場閉じ込め核融合

炉にとって大きな問題の1つである。何故ならSCMの費用は、炉全体の25~50%に達すると考えられるからである²⁾。概念設計によると³⁾実用炉では、炉の運転寿命を20年として、およそ 10^{18} n/cm²の高速中性子照射を受けるとされている。一方、A-15型超電導体の臨界温度 T_c 、臨界電流 J_c は 10^{18} n/cm²の照射を受けると劣化し始め、 10^{19} n/cm²以上の照射で約80%劣化して飽和することが原子炉照射の実験からわかっている⁴⁾⁻¹⁰⁾。

原子炉照射の際の中性子エネルギースペクトルは、

* 本研究は、文部省科学研究費、及び、大阪大学産業科学研究所のプロジェクト研究「エネルギーの効率的変換のための材料の研究」により一部援助を受けている。

核融合炉の SCM 領域の中性子エネルギー・スペクトルと非常に良く似ている¹¹⁾ので、核融合炉用 SCM は、核分裂炉内中性子相当で、 10^{18}n/cm^2 以上の照射を受けぬよう遮蔽すれば良いと考えられる。しかしながら、核分裂炉の中性子による 10^{18}n/cm^2 までの線量照射実験では、実用的見地から考えると、次の 2 の理由から不十分である。核融合炉からのストリーミング中性子を考慮すると、[1] 照射量は数桁増える可能性があること、[2] この場合の中性子束は、14 MeV の成分が高いこと、を考慮しなければならない。実際、 T_c の劣化が中性子エネルギー・スペクトルに敏感に左右され、100% の 14 MeV の中性子で照射を受けると、原子炉中性子エネルギー・スペクトルによる照射に比べて 1 桁早く劣化が加速されるという予測もなされている¹²⁾。

一方中性子照射効果はまた、SCM の安定化に対して一層厳しい影響を与えるものと思われる。というのは安定化条件は、超電導体 T_c の J_c の他に安定化材の伝導度 ρ^{-1} (ρ は残留抵抗) にも左右され、これが 10^{18}n/cm^2 の照射を受けると $1/10 \sim 1/100$ に下ってしまうからである¹³⁾。そこで、Maddock の安定化条件¹⁴⁾ が核融合炉中性子照射によってどのような影響を受けるかを解析してみる。

2. 安定化理論

まず Maddock の安定化理論を“質点”の運動方程式のアナロジーを使って取扱う。輸送電流が流れている複合超電導体中で、磁束線ジャンプ等による温度上昇が生じても、再び元の安定な定常状態へ戻るためには、十分な量の安定化材が付けられているか、あるいは、輸送電流が十分低く抑えられているなければならない。この問題は、温度上昇 ΔT に対する熱バランス方程式

$$\frac{d}{dx} K \frac{d\Delta T}{dx} - \frac{PW}{A_n} + G = 0 \quad (1)$$

が安定な解 $\Delta T = 0$ を持つかどうかにかへ帰着される。ここに、 K は熱伝導度、 W は安定化材から液体ヘリウムへの熱伝導率、 G はジュール熱、 P は導体の冷却長さ、 A_n は安定化材 (常電導体) の断面積であって、簡単のため、1 次元の場合を考えている。ここで次の新しい記号を導入する。

$$q = \Delta T, \quad m = K, \quad t = x, \quad F = \frac{PW}{A_n} - G \quad (2)$$

すると (1) 式は次の形にまとめられる。

$$m \frac{dq}{dt} = F \quad (3)$$

この方程式は、 m, q, t, F を、それぞれ“質量”“座標”“時間”及び“力”と見なすと質量 m の質点に対する Newton の運動方程式と読める。従って元の熱伝導の方程式が唯一の安定な解 $\Delta T = 0$ を持つ条件は、(3) の運動方程式を満たす質点が原点で静止しつづける条件、

$$q(t) = 0 \quad (4)$$

に他ならない。(1) に対する境界条件は、(3) では初期条件となるが、質点がそのような初期条件の下で静止し続けるためには、力 F が q の適当な関数でなければならない。以下簡単のため、熱伝導度 K は一定とする。従って質量 m も一定である。 K が ΔT に依存する場合を考える時は、付録 1 に示したような変数変換を行えば良い。 m が一定の時 (3) は、“運動量” p を、 mdq/dt 、(これは熱流束に対応する) で定義することによって、正準方程式、

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial H(q, p)}{\partial p}, \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H(q, p)}{\partial q} \quad (5)$$

に書き換えることができる。ここに $H(q, p)$ は、 $p^2/2m + U(q)$ で与えられるハミルトニアンで、 $U(q)$ は質点のポテンシャルエネルギー

$$U(q) = -\int_0^q F(q) dq = \int_0^{\Delta T} \left(G - \frac{PW}{A_n} \right) d\Delta T \quad (6)$$

である。 $U(q)$ は、 $U(0) = 0$ を満たし、また q が 0 の近傍では、 $U(q) < 0$ である。従って $U(q)$ は、 $q = 0$ で 1 つの極大値を持つ、一方 $H(q, p)$ は運動の定数であるがこの値は、質点の初期条件、すなわち元の熱伝導の式で言えば境界条件で決まる。十分大きな系を考える限り超電導体の両端 $x = \pm x_0$ の近くでは、 $\Delta T = 0$ 、 $K d\Delta T/dx = 0$ であると考えられるから、質点に対する初期条件は、 $t = \pm x_0$ に対する t に対して

$$q = 0, \quad p = 0 \quad (7)$$

である。ゆえにハミルトニアン $H(q, p)$ は定数、

$$H(q, p) = 0 \quad (8)$$

を持つ。等号は超電導体の両端が完全にヘリウム温度に冷却されているときに成立する。(8) によって質点の位相空間 (q, p) における運動が完全に決まる。もし $U(q)$ が正の値を持つと、 $H(q, p)$ がいくら 0 に近い値であっても、質点は原点の周囲の大きな軌道を描くことになり ΔT は、 $\Delta T = 0$ の解から大きくずれる (Fig. 1 a 参照)。しかるに、 $U(q)$ が常に負の時、 $H(q, p)$

(a) In case of $U(q)$ having positive value. (b) In case of $U(q) \leq 0$. The $q(=\Delta T)$ is normalized by $T_c - T_0$, where T_0 is bath temperature.Fig. 1 Schematic diagram of the particle's motion in (q, p) space under the potential $U(q)$. Fig. 2 Graphical relation between Joule heat $G(q)$, heat loss $W(q)$ and $U(q)$ in eq. (6). G and W are normalized by $G_0 = J_c(T_0)^2 \rho / R_{ns}^2$ and $W_0 = G_0 A_n / P$, respectively.

が適当に小さい限り、質点は、原点 $(0, 0)$ の近くを動く (Fig. 1 b 参照)。このとき $\Delta T \approx 0$ である。ゆえに、安定化条件として正の任意の ΔT に対して

$$U(\Delta T) \leq 0 \quad (9)$$

を得る。ところで、熱発生 $G(q)$ と熱除去 $W(q)$ の関数形¹⁴⁾を考慮すると、 $U(q)$ はもう 1 つの極大点を持ち (Fig. 2 参照) 極大となる $q(=\Delta T)$ の値 $q'(=\Delta T')$ は、方程式

$$G(\Delta T') - \frac{PW(\Delta T')}{A_n} = 0 \quad (10)$$

から決まる。従って安定化条件(9)は最終的に

$$\int_0^{\Delta T'} \left(G - \frac{PW}{A_n} \right) d\Delta T \leq 0 \quad (11)$$

となる。(10)から決まる $\Delta T'$ は、一般に、 T_c, J_c, ρ , 実効電流密度 J^{ov} 及び導体の断面積の、常電導体/超電導体比 $R_{ns} (=A_n/A_s, A_s$ は超電導部分の断面積) 等に左右される。もし、 J^{ov} と R_{ns} がコントロール変数で他のパラメーターがすべて固定されておれば、(11)は超電導が安定化されるための、 J^{ov} と R_{ns} が、相互に満たさねばならない条件となる。

3. 核融合炉中性子照射効果

簡単のため、(11)の左辺を

$$U(J^{ov}, R_{ns}) = \int_0^{\Delta T'} \left(G - \frac{PW}{A_n} \right) d\Delta T \quad (12)$$

と置く。銅で安定化された Nb_3Sn の場合 ($T_c = 15\text{K}$, $J_c = 10^5 \text{ A/cm}^2$, $\rho_{cu} = 5 \times 10^{-8} \Omega\text{cm}$, $P = 1\text{cm}$, $A = A_n + A_s = 1\text{cm}^2$), 安定限界

$$U(J_e^{0V}, R_{ns}^*) = 0 \quad (13)$$

を満たす R_{ns}^* は、約 30 となる。ここに J_e^{0V} は、overall な臨界電流密度 $J_e^{0V} = J_c A_s / A$ である。従って R_{ns} を、30 に選べば、最大の電流密度 J_e^{0V} 下においても、この複合線材は、安定 (cryostable) である。輸送電流をもっと低い値、例えば、 $0.2 \times J_e^{0V}$ に抑える場合、言い換えると、80% の電流マージン下で使う場合 $U(0.2 J_e^{0V}, R_{ns}) = 0$ を満たす R_{ns} は 4~5 となる。 $R_{ns} = 4$ 程度の値は、通常の Nb₃Sn 複合線材としては代表的な値であろう。ところが、核融合炉用 SCM として使う場合は、必ずしも妥当な値とは言いきれない。何故なら、 T_c, J_c, ρ^{-1} の照射劣化のため、ポテンシャル U が上昇し、これを下げるために、より多くの R_{ns} を必要とするからである。特に、核融合炉照射下においては、炉の複雑な構造から中性子エネルギースペクトルが必ずしも場所的に均一でないと予想されるため、10MeV~14MeV の核融合炉中性子の影響を無視するわけにはいかない。このような照射下で、安定限界を満たす R_{ns}, J_e^{0V} がどのように変わってゆくかを知るために、 T_c, J_c, ρ の照射効果を、簡単なモデルで取扱い、安定条件に対する照射効果を調べる。先ず T_c に関して我々はすでに

$$T_c(\Phi) = (T_{c0} - T_{c1}) \exp - \eta < \Sigma(E) D(E) > \Phi + T_{c1} \quad (14)$$

なる照射量 Φ 依存性を提案した¹²⁾。ここに、 $D(E)$ は、エネルギー E の中性子による損傷エネルギーで、LSS 理論¹⁵⁾ を使って計算できる。 $\Sigma(E)$ は、中性子の衝突の断面積、 T_{c0}, T_{c1} は照射前及び飽和後の T_c の値、 η は定数である。また括弧 $< \dots >$ は、中性子エネルギー分布による平均操作を表わす。同様に銅の残留抵抗 ρ も

$$\rho(\Phi) = (\rho_0 - \rho_1) \exp - \eta < \Sigma(E) D(E) > \Phi + \rho_1 \quad (15)$$

と書ける。ここに $\rho_0 = \rho(0), \rho_1 = \rho(\infty)$ である (付録 2 参照)。この式には磁気抵抗 ρ_m の照射効果は考慮していない。しかし ρ_0, ρ_1 には ρ_m の項は含んでいる。最後に J_c であるが、これは、上記の如き単純なモデルでは取扱えない。というのは、 J_c は低線量照射 (10^{17} n/cm² 以下) のとき増加することがあるので (14) の様な Φ の単調な減少関数でない。これは照射によって導入される欠陥が、磁束線に対するピン止め中心として作用するためと考えられているが、照射前の J_c が熱処理等によって最大のピン止め力を持つように処理されている場合には、 J_c は照射によっても増加せず減少の

一途をたどる¹⁶⁾。そこでここでは、このような場合の J_c を考えることにし J_c の Φ 依存性を

$$J_c(\Phi) = (J_{c0} - J_{c1}) \exp - \eta < \Sigma(E) D(E) > \Phi + J_{c1} \quad (16)$$

と仮定する。ここに $J_{c0} = J_c(0), J_{c1} = J_c(\infty)$ である。

以上の $T_c(\Phi), J_c(\Phi), \rho(\Phi)$ を使って、安定限界 (13) を満たす R_{ns}^* を計算した例を以下に示す。我々は、中性子エネルギースペクトルの影響を考慮に入れるため、いくつかのモデルスペクトルを使って平均 $< \Sigma(E) D(E) >$ を計算した。Fig. 3 は、銅で安定化された Nb₃Sn の R_{ns}^* を Φ に対して描いたものである。各曲線は中性子エネルギースペクトルが異なるものを表わし、それぞれ 10MeV~14MeV 核融合炉中性子の含有率 α が 0%, 20%, 60%, 100% に対応する。 $\alpha = 0\%$ は、核分裂炉中性子照射スペクトルを表す。計算に用いたパラメータ等は Table 1 にまとめてある。いずれの α に対しても R_{ns}^* は Φ に対して 1 つのピークを持つことが分かる。最初 R_{ns}^* が増えるのは、 T_c 及び銅の伝導度 ρ^{-1} の劣化によるが、最大値を取った後減少するのは、 J_c が劣化するため導体に流せる最大電流 J_e^{0V} 自身が下り、ジュール発熱が大きくならないためである。 R_{ns}^* の最大値は α の全範囲で、65~75 であり α の依存性は弱い。これはおそらく、 $T_c(\Phi), J_c(\Phi), \rho(\Phi)$ を同一の関数で表し、それぞれの飽和値が中性子エネルギースペクトルに依存しないと仮定したことによるものと思われる。ところが R_{ns}^* が最大となる Φ の値 (これを Φ_{max} で表わすことにする) は、

Fig. 3 Dependence of the Cu/superconductor ratio R_{ns}^* satisfying eq. (13) on the total neutron fluence Φ in the case of Cu-stabilized Nb₃Sn. Each curve corresponds to the irradiation with different neutron energy spectrum. The parameter α is the fraction of fusion neutrons defined by $\alpha = \int_{10\text{MeV}}^{14\text{MeV}} \phi(E) dE / \Phi$, $\phi(E)$ being the neutron fluence of energy E .

α の増加に伴って、低線量側へずれてゆく。Fig. 4は、 $\Phi_{\max}$ を α に対して描いたもので、 $\Phi_{\max}$ が α の急激な減少関数となっている。核融合炉の SCM 領域では、 α の値が5%程度と考えられるが¹¹⁾、この場合 $\Phi_{\max}$ は約 5×10^{18} n/cm² である。しかし、 α の値が20%を越えると $\Phi_{\max}$ は、ほとんど飽和値 10^{18} n/cm² 近くまで下る。この効果は、14MeV 中性子の遮蔽の問題を取扱う場合に考慮されるべきであろう。

Fig. 4 Dependence of neutron fluence $\Phi_{\max}$ giving maximum R_{ns}^* on the fusion neutron fraction α .

次に R_{ns} の値が R_{ns}^* の様な大きな値を、例えば経済的な制約のために取ることが許されない場合を考える。この時は、輸送電流の方を、 J_c^{ov} よりずっと低い値に抑えねばならない。この様な電流の上限 $J_{\max}^{ov}$ は、安定条件

$$U(J_{\max}^{ov}, R_{ns})=0 \tag{17}$$

から決まる。Fig. 5は、 $R_{ns}=4$ の場合の $J_{\max}^{ov}$ を Φ に対して描いたものである。ただし $J_{\max}^{ov}$ は $J_{\max}^{ov} = J_{\max}^{ov}(0)$ で規格化してある。図に見れるごとく、 $J_{\max}^{ov}$ の劣化は、 10^{16} n/cm² のオーダーから顕著に起り始める。この程度の照射量では、 T_c, J_c は、ほとんど劣化しないから (Fig. 6参照)、 $J_{\max}^{ov}$ の劣化は、 ρ^{-1} の劣化によるものであると言える。また $J_{\max}^{ov}$ の劣化は α の増加によって加速される。例えば、最も極端な場合、すなわち $\alpha=100\%$ の場合では、 $J_{\max}^{ov}/J_{\max}^{ov}(0)=0.5$ となる Φ は、 3×10^{17} n/cm² であってこれは $\alpha=0\%$ の場合の1/5程度となる。さらにこれを J_c 自身の劣化と比べれば約 1/10 となり、照射量で約 1 桁早く劣化が起ることになる。特に $\alpha=100\%$ の場合を考える、 $J_{\max}^{ov}$ は、 10^{16} n/cm² 以下から劣化が顕著になり始める。

これは、SCM領域域での中性子束を、 10^9 n/cm²・secとすると、約 100 日の運転時間に相当する。従って非常に強い 14MeV 中性子の漏れが局所的に起るとその部

Fig. 5 Maximum cryostable overall current density $J_{\max}^{ov}(\Phi)$ normalized by $J_{\max}^{ov}(0)$ ($=J_{\max}^{ov}(0)$) vs. neutron fluence Φ , in case of Cu-stabilized Nb₃Sn with $R_{ns}=4$. α denotes the fusion neutron fraction (see Fig. 3)

Fig. 6 Spectrum-dependent degradation of T_c, J_c, ρ^{-1} (conductivity) as a function of total neutron fluence Φ . These are normalized by unirradiated values T_{c0}, J_{c0} and ρ_0^{-1} , respectively.

Table 1 Parameters used for the calculations

T_{c0}	T_{c1}	J_{c0}	J_{c1}
15K	3K	10^5 A/cm ²	10^4 A/cm ²
ρ_0		ρ_1	
5×10^{-8} Ω cm		5×10^{-7} Ω cm	
$\eta(\text{Cu})$		$\eta(\text{Nb}_3\text{Sn})$	
4.6×10^{-20} cm ³ /KeV		2.7×10^{-20} cm ³ /KeV	
$\langle D(E) \Sigma(E) \rangle (\text{Cu})$		$\langle D(E) \Sigma(E) \rangle (\text{Nb}_3\text{Sn})$	
$4.6 + 0.21\alpha(\%)$ KeV/cm		$1.7 + 0.19\alpha(\%)$ KeV/cm	
A		P	
1 cm ²		1 cm	

分では、安定性が短期間に低下してしまい、この場所は、SCM のクエンチの源となり得るから14MeV 中性子の漏れに対する十分な配慮が必要である。

4. 結論

以上、超電導磁石が核融合炉中性子照射下で使われることを想定して、Maddock の安定化条件に対する中性子照射効果を理論的に調べた。計算結果を要約すると次のようになる。

- (1) 核融合炉中性子照射下で、銅安定化Nb₃Sn が常に安定化条件を満たすためには、 R_{ns} が最大 80 程度必要である。
- (2) R_{ns} が小さい Nb₃Sn では、安定化条件を満たす最大電流密度 $J_{\max}^{ov}$ は、14MeV 中性子の割合 α ，ならびに照射量 Φ の増加と共に敏感に劣化し、線量が少なくとも 14MeV の漏れは、無視できない安定性の劣化を引起す。

付録 1

K が ΔT に依存するとき、質量 m は q の関数 $m(q)$ となる。そこで次の新しい変数 q^* を導入する。

$$m_0 q^* = \int_0^q m(q) dq \quad (A1-1)$$

ここに m_0 は正の定数である。 $m \geq 0$ ， $q \geq 0$ であるから q^* は q の正の関数となっている。従って、逆に q は q^* の正の関数 $q(q^*)$ と考えられる。もし $m(q)$ が q の一価関数ならば、力 $F(q(q^*))$ は q^* の一価関数として一義的に定まり、(3)は

$$m_0 \frac{d^2 q^*}{dt^2} = F^*(q^*) \quad (A1-2)$$

ここに $F^*(q^*) = F(q(q^*))$ である。(A1-2) は、一定の質量 m_0 の質点に対する力 $F^*(q^*)$ の下での運動方程式となる。 m_0 は $F^*(q^*)$ が簡単になるように選ばば良い。例えば $K \propto \Delta T$ の場合を考えると、比例係数を γ として

$$m(q) = \gamma q \quad (A1-3)$$

とおける。このとき、 $m_0 q^* = \gamma q^2/2$ あるいは、 $q = \sqrt{2m_0 q^* / \gamma}$ であって、 $m_0 = \gamma/2$ と選ぶことによって (A1-2)は

$$m_0 \frac{d^2 q^*}{dt^2} = F(\sqrt{q^*})$$

となる。

付録 2

中性子照射によるカスケード損傷は、微視的には非均質に形成される。いまカスケード損傷を受けた領域の体積率を x とすると、 ρ は、

$$\rho = \rho_0(1-x) + \rho_1 x \quad (A2-1)$$

ここに、 ρ_0 は未損傷領域の単位体積率当りの残留抵抗、 ρ_1 は損傷領域のそれである。いま単位体積中に生じた、カスケードの全体積を V とすると

$$V = \int_0^{14\text{MeV}} \Omega(E) \Sigma(E) \phi(E) dE \quad (A2-2)$$

ここに $\Omega(E)$ は、エネルギー E の中性子によって作られる 1 カスケードの体積、 $\phi(E)$ はエネルギー E の中性子線量である。このとき、 x は $dx/dV = (1-x)$ を満たすから (ただし $x(0)=0$)、

$$x = 1 - e^{-V} = 1 - \exp \left[- \int_0^{14\text{MeV}} \Omega(E) \Sigma(E) \phi(E) dE \right] \quad (A2-3)$$

となる。ここで、 $\Omega(E)$ が損傷エネルギー $D(E)$ に比例すると仮定する。比例係数を η とすると

$$\Omega(E) = \eta D(E) \quad (A2-4)$$

(A2-4)、(A2-3)より(A2-1)は、

$$\rho(\Phi) = (\rho_0 - \rho_1) \exp - \eta < \Sigma(E) D(E) > \Phi + \rho_1$$

ここに、

$$\Phi = \int_0^{14\text{MeV}} \phi(E) dE, \\ < \Sigma(E) D(E) > = \frac{\int_0^{14\text{MeV}} \Sigma(E) D(E) \phi(E) dE}{\Phi}$$

とおいた。

参考文献

- 1) M.A. Abdou, J. Nucl. Mat. vol. **72** (1978) 147.
- 2) 日本原子力研究所 : JAERI-M 6921 (1977).
- 3) G.M. McCracken and S. Blow, CLM-R 120 (1972).
- 4) A.R. Sweedler, D.E. Cox and S. Moehlecke, J. Nucl. Mat. vol. **72** (1978) 50.
- 5) M. Fahnle and H. Kronmüller, J. Nucl. Mat. vol. **72** (1978) 249.
- 6) W. Heinz and E. Seibt, MT-6IP 13 (1977).
- 7) S. Moehlecke, A.R. Sweedler and D.E. Cox, Phys. Rev. B vol. **21** (1980) 2712.
- 8) M. Fahnle, IEEE Trans. Mag-17(1981) 1707.
- 9) J.M. Poate et al., Phys. Rev. Lett. vol. **35**

- (1975) 1290, Conf. Supercond. Mag. Mat. (1974).
- 10) A.K. Ghosh et al., J. Nucl. Mat. vol. **72** (1978) 70.
- 11) MATT-1050, A Fusion Power Plant, Aug. 1974, Edited by R.G. Mills.
- 12) H. Fujiwara, Y. Hayashiuchi and T. Okada, Proceedings of the International Cryogenic Materials Conference, Kobe, 11-14 May Japan 1982, p. 90.
- 13) M. Nakagawa et al., Phys. Rev. B vol. **16** (1977) 5285.
- 14) B.J. Maddock, G.B. James and W.T. Norris, Cryogenics, Aug. (1969) 261.
- 15) J. Lindhard et al., K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. vol. **33** (1963).