OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	核融合炉用超電導磁石材料の中性子照射損傷に関する基礎研究
Author(s)	林内, 賀洋
Citation	大阪大学, 1984, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1684
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

核融合炉用超電導磁石材料の中性子照射損傷に関する基礎研究

昭和５９年１月

林内賀洋

目　　次

第1章　序　論 …… 1

1.1　超電導磁石領域における中性子照射量 …… 1

1.2　中性子エネルギースペクトル …… 2

1.3　核融合炉用超電導磁石材料の放射線損傷 …… 4

1.4　本研究の目的と意義 …… 10

参考文献 …… 14

第2章　常電導体における残留抵抗の増加機構 …… 17

2.1　緒　言 …… 17

2.2　2領域モデル …… 22

2.3　2領域モデルでの残留抵抗表示 …… 27

2.4　局所アニーリング率γ …… 32

2.5　γの微視的モデル …… 34

2.6　負の曲率 …… 38

2.7　中性子エネルギースペクトル効果 …… 39

2.8　考　察 …… 44

2.9　結　言 …… 47

参考文献 …… 49

第3章　絶縁材に対する放射線損傷 …… 51

3.1　緒　言 …… 51

3.2　衝撃波モデル …… 53

3.3　発生衝撃波の基礎方程式 …… 54

3.4　スパッター原子数比 …… 57

3.5　空孔生成エネルギーと融点 …… 62

3.6　液体モデル …… 64

3.7　イオン結晶の場合 …… 68

3.8 考　察 …… 73
3.9 結　言 …… 77
参考文献 …… 78
第4章 超電導体に対する核融合炉中性子照射効果 …… 80
4.1 緒　言 …… 80
4.2 Tc劣化の中性子スペクトル効果 …… 80
4.3 Jc劣化の中性子スペクトル効果 …… 85
4.4 結　言 …… 87
参考文献 …… 88
第5章 複合超電導導体の安定性に対する核融合炉中性子照射効果 …… 89
5.1 緒　言 …… 89
5.2 安定化理論と力学的アナロジー …… 90
5.3 安定性に対する核融合炉中性子照射効果 …… 104
5.4 結　言 …… 110
参考文献 …… 110
第6章 総括，討論 …… 111
第7章 結　論 …… 116
参考文献 …… 119
本研究に関連する発表論文 …… 120
本研究に関連する国際会議，学会，講演等 …… 121
謝　辞 …… 122

第1章　序　論

1.1　超電導磁石領域における中性子照射量

磁場閉じ込め核融合炉を実現する為には，プラズマ容器の第1壁を始めとして，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]これらの内で特に，SCMのコストは炉全体の25～50%に達すると予想されており，[2]SCMの放射線損傷は炉の建設コスト，並びに運転コストの節約を達成するための設計基準を決める重要な因子の1つとなっている。従って超電導磁石材料の放射線損傷に関する基礎データを得，それを炉設計の分野へフィードバックすることが炉工学から要求される。

一般に磁場閉じ込め方式の核融合炉のしゃへい基準は主としてSCM材料の放射線損傷，並びにSCMの放射線による核発熱を，許容できる範囲内に抑えるという条件下で決められる。従って，例えば，許容量を厳しくすると厚いしゃへい体が要求されこれに伴ってSCMも大型になり，コストの増大をもたらすことになる。ゆえに最適化を考慮した炉設計においてSCM材料は，ある程度の放射線照射を受けることは避け難い。McCranken等[3]の，最も初期の概念設計によると，第1壁での中性子束は10^{15} n/cm^2 secで，第1壁からSCM領域までの距離を1.5 mとした場合，第1壁での中性子束がしゃへい体を通ってSCM領域に達すると10^{9}～10^{10} n/cm^2 secになることをモンテカルロ計算で予測している。この場合，炉の運転寿命を20～30年とするとSCMがその間に受ける全線量は10^{18}～10^{19} n/cm^2 に達する。一般に，超電導体がこの様な大線量照射を受けると，その超電導特性である臨界温度，臨界電流，臨界磁場等が劣化する。特に将来十数テスラの高磁場下での使用が有望視されているNb_3Sn等の化合物系超電導体は10^{18}n/cm^2以上の高速中性子照射を受けるとその臨界特性が著しく劣化する事が，多くの原子炉照射実験で示された。[4-24]従って，その後，炉の径を大きくしてSCM領域の中性子負荷を下げるという考え方に基づいて，比較的大きな炉が提案され，プラズマ中心から第1壁までの距離を数mまで広げることによってSCM領域での中性子線量を約1桁下げる設計が可能となった。[25,26]しかし，炉の大型化に伴ってSCMの形状も大きくなり，建設費が莫大なものと

なるのみならず，発電コストも上る為，最近では，再びプラズマ半径1 m程度の小さな炉が設計されるようになっている。例えば，Abdouの試算[27]によるとしゃへい体の厚さを1 m程度にしたとき発電コストが最小になる。但しこの場合SCM領域での中性子線量は10^{19}n/cm^2に達すると予想される。国際協力で検討されている実験炉INTORでは，Nb_3Snに対する最大中性子フルエンス3×10^{18} n/cm^2とした場合，しゃへい体の厚さを0.8 mとすべきであるという算出を行っている。[28]又，JT−60の次期装置として設計が行なわれているスイミングプール型トカマク核融合炉(SPTR)では，最大中性子フルエンスを2×10^{18}n/cm^2（$E_n>0.1$ MeV)として，しゃへい厚さを1.4 mにしている。[28] INTOR及びSPTRのいずれの場合も，SCM領域での高速中性子フルエンスの計算による予想値は10^{17}n/cm^2の程度であり，超電導特性への影響は少ないであろうと考えられている。しかし実際の核融合炉ではダイバータの排気孔，NBIの入射孔，各種計測孔等があり，[28]これらの孔から多量の核融合中性子が漏れてくること(中性子ストリーミング）が予想される。[29]炉の構造上，しゃへいを最適化しても，なおかつ，中性子のストリーミングが避けられない領域が存在することが予想される。そのためSCMのある部分が，平均的なフルエンスに比べて，著しく(ある場合は1～2桁）大量の中性子フルエンスを受けることが予想される。核融合炉用大型超電導磁石の設計製作にあたり，これが，Series Machineであり，磁石全体の性能が最弱点部で左右される可能性を考慮するとSCM領域での高速中性子照射量は，最大10^{19}n/cm^2と見積り，このフルエンスに対する材料のデータを獲得し，耐放射線性を議論しておく必要があるものと思われる。

1.2 中性子エネルギースペクトル

核融合炉用SCM材料に対する照射実験の多くは，核分裂炉を使って，10^{19}～10^{20}n/cm^2程度の線量まで照射が行なわれてきた。しかし，核分裂炉は，10～14 MeVの核融合中性子を含まないから核分裂炉中性子照射データを核融合炉用SCMのしゃへい設計に用いる場合，どの様に補正すべきかという問題がある。図1.2－1中の破線は，モンテカルロ法で計算された[3] SCM領域における代表的な中性子エネルギースペクトルであって，実線は核分裂炉中性子照射スペ

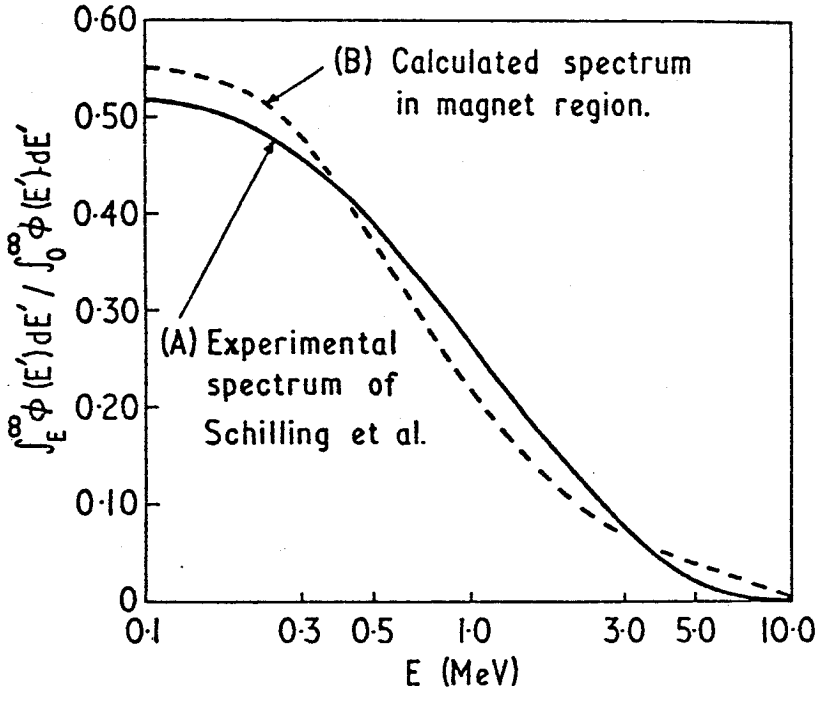


図 1.2－1　核分裂炉照射中性子エネルギースペクトルと，核融合炉用超電導マグネット領域における中性子エネルギースペクトルを比較したもの。
横軸：中性子エネルギーE
縦軸：エネルギーE以上の中性子の割合。
実線は核分裂炉中性子照射実験における中性子エネルギースペクトル，破線は核融合炉用超電導マグネット領域における中性子エネルギースペクトルのモンテカルロ計算値。（McCracken[3]等による）

クトルの1例を示したものである。これを見ればSCM領域ではスペクトルが軟化して10MeV 以上の成分が少なくなり，核分裂のそれとかなり似ていることがわかる。又，MATT－1050[31]の報告書中のモンテカルロ計算の結果を見ても10～14MeVの核融合中性子の割合は数%程度と推定される。これらのデータを見る限り，核分裂中性子照射実験は，核融合炉SCM領域での中性子照射を良く模擬していると考えられる。しかし〔1.1〕で述べた計測孔等からの中性子ストリーミングを考慮すると局所的には10～14MeVの核融合中性子の成分

が高くなることが予想され，核分裂炉中性子照射実験データだけでは，実用的見地から不十分であると思われる。(†) さらに深層透過問題であるところのしゃへい設計には累積誤差が含まれ，[32]又，8～13MeVの核データの不足からしゃへい計算の結果に，かなりの不確定性が含まれることを考慮しておかねばならない。

1.3 核融合炉用超電導磁石材料の放射線損傷

核融合炉用SCM材料は主に4つの成分に分類できる。

(1) 超電導材

合金系（NbTi等），化合物系（Nb_3Sn等）

(2) 安定化材

Cu，Aℓ 等

(3) 熱的及び電気的絶縁材

無機材（MgO，SiO_2，$Aℓ_2O_3$等）

有機材（エポキシ，マイラ，カプトン等）

(4) 構造材

SUS

これらの内で10^{19}～10^{20}n/cm²の高速中性子照射で問題となるのは(1)～(3)である。但し，将来材料開発によって金属より熱容量の小さい絶縁体が構造材として使用されることも考えられるので，この場合には構造材の放射線損傷も問題となる。(1)～(3)の照射効果の特徴を考察すると次の様になる。

(i) 超電導体の中性子照射効果

NbTi等の合金系超電導体は，一般に，化合物系超電導体より耐放射線性が約1桁以上高いが，超電導特性が化合物系のそれに比べて劣るため（表1.3－1参照）将来十数テスラ以上の高磁場下での使用は化合物系が主流になるものと考えられる。そこで，ここではNb_3Sn等の化合物系を中心に考察する。

(†) 最近行なわれたLLL（米国）のRTNS－Ⅱ共同利用計画に基づく14MeV中性子照射実験は，この不足を補うものとして期待され，現在，実験データの解析が進行中である。（米国ワークショップ，岡田，Guinan等 Oct. 1983，6th～8th大阪大学）。

表 1.3 － 1　合金系超電導体と化合物系超電導体の臨界特性の比較

	T_c(K)	H_{c2}(KG)	J_c(A/cm^2)
Nb-Ti	9.5	122	$10^4 \sim 10^5$
Nb_3Sn	18	245	$10^4 \sim 10^5$
V_3Ga	15	210	$10^4 \sim 10^5$

（注）Tc ：臨界温度，H_{C2}：第２臨界磁場，J_C ：臨界電流密度，H_{C2}は 4.2 K での値

A － 15 型化合物系超電導のNb_3Sn, V_3Si等の臨界温度Tcは普通 20K前後で，Nb Ti（Tc～ 9.5 K）より高いが 10^{18}n/cm²の中性子照射で劣化し始め10^{19}n/cm² ～ 10^{20}n/cm²の照射で約 80％劣化して飽和する。(4－24)（図 1.3 － 1参照）これは多くの実験によって確認されており，又このメカニズムについてはいくつかのモデルが考えられている。超電導の本質をミクロな立場から明らかにしたBCS理論(33)によると，超電導体のT_Cはフォノンを媒介とする電子間引力V，フェルミ面における電子の状態密度N(0)及びDebye温度θ_D で完全に決り

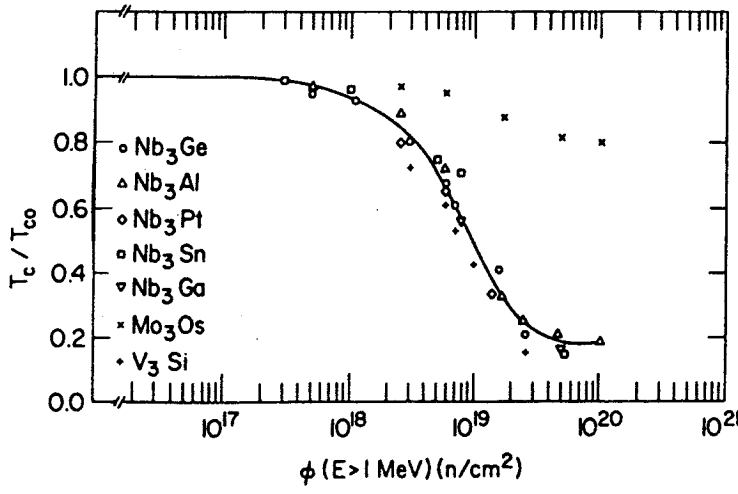


図 1.3 － 1 ；中性子照射による化合物系超電導体の臨界温度のT_C の劣化
横軸：中性子照射量
縦軸：照射前の臨界温度 T_{C0}で規格化した T_C（Sweedler 等(18)による。）

$$T_C = 1.14\,\Theta_D \ exp(-1/N(0)V)$$

で与えられる。（但し，Nb_3Sn等の強結合超電導体では，この式は修正が必要であるが以下の議論の本質には影響しないので簡単の為この式を用いる。）従って照射によって導入される格子欠陥がこれらのパラメターを変化させ，T_C の劣化を引起すものと考えられるが，通常フォノンパラメターΘ_Dはあまり変化しないと考えられており，[34,35] 欠陥導入によるT_Cの劣化は$N(0)$やVの減少によるとする説が主である。[36−38] どの様な欠陥が$N(0)$やVを減少さすかについての定説はまだ得られていないが，Sweedler 等[18]は，A − 15結晶構造（図 1.3 − 2参照）を持つA_3BのA原子とB原子の位置が入れ変った欠陥（anti − site disorder）が主であると考えている。しかし，高速中性子照射による損傷は、いわゆるカスケードタイプの損傷であり，A原子とB原子の単純な交換以外にも格子間原子，空孔，欠陥集合体等が生じていることが十分考えられるから，anti − site欠陥の割合等について，より詳細な検討が必要であると思われる。実際 Testardi,[19] Poate[20] 等は，α線照射したNb_3Ge，Nb_3SnをX線解析した結果，T_Cの劣化はNb 原子の格子点からのわずかな変位によっても生ずることを報告している。微視的な観点でT_C劣化の機構をとらえた理論[37−40]もいくつか提唱されている。しかし，夫々独自のモデルで，多くの実験結果を統一的に説明するのは困難であり，逆に言えば，このことはT_C劣化の微視的メカニズムが単一過程によるものではない可能性もある。

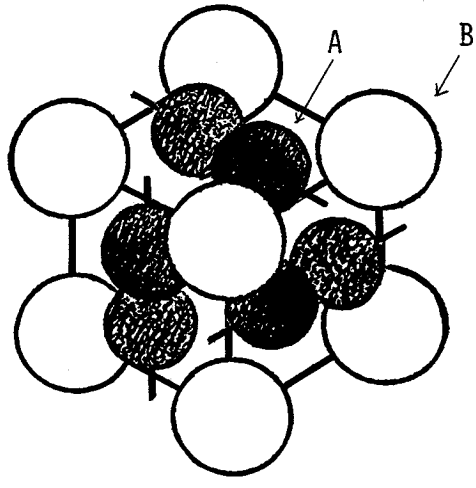


図 1.3.2 ；A−15 型結晶構造
（A_3B）
黒丸：A原子，
白丸：B原子
（西本氏による[51]）

次に臨界磁場H_{C_2}について簡単に述べる。一般にH_{C_2}はT_Cと密接に関連し，特に絶対 0 Kでの臨界磁場$H_{C_2}(0)$は

$$H_{C_2}(0) \propto \gamma^{\frac{1}{2}} \rho\, T_C$$

なる関係にある。[41]ここにγは低温での電子比熱の温度係数，ρは常電導状態にあるときの残留抵抗である。照射によってγはあまり変らないから$H_{C_2}(0)$の照射効果は，定性的にはρとT_Cの変化によるものとして理解できる。但し，この場合，照射によっても上式の比例性が変らず，つねに成り立つということを暗に仮定している。所で，照射によってT_Cは下り，ρは増えるからρT_Cの積で決まる$H_{C_2}(0)$は或る照射量でピークを持つ可能性がある。実際Coffey[42]等はNb(第二種超電導体）のH_{C_2}が，重水素照射でピークを持つことを観測し，又Karkin[43]等もNb_3Snに高速中性子を照射した場合，ピークを観測しており，上記のモデルの妥当性を与える。H_{C_2}はT_Cと同様10^{19}n/cm²以上の原子炉中性子照射を受けると80%程度劣化して飽和する。

最後に臨界電流J_Cの照射効果について簡単に述べる。多くの場合，Nb_3Sn等の高磁場下でのJ_Cは10^{17}n/cm²以下の低線量測で照射量と共に増加し，10^{18}n/cm²以上の高線量測では照射量の増加に伴って減少する。[21, 22, 24]従ってある照射量でピークを持つ。しかし，H_{C_2}より十分小さい低磁場下でのJ_Cは，このようなピークを持たず，照射量の増加に伴って減少するのみである。(図1.3－3参照)この様な照射効果の磁場依存性は，定性的には次の様に理解される。[44]先ず臨界電流密度J_Cは量子磁束線に作用するピン止め力F_Pに比例し次の形で与えられる。[45]

$$F_P(H, T) = B \cdot J_C(H, T)$$

ここにHは外部磁場，Bは磁束密度，Tは温度である。一方ピン止め力F_Pは経験的スケーリング則[46]

$$F_P(H, T) = C(T) H_{C_2}^m (H/H_{C_2})^n (1 - H/H_{C_2})^2$$

に従う。ここに$C(T)$はピン止め中心（格子欠陥がこの役割を演ずる）の微視的構造を反映するパラメターである。又，$m = 1.5 \sim 2,5$，$n = 1/2$である。（図1.3－4参照）低線量照射Φでは，$C(T)$はあまり変化せず，従ってF_Pの低線量側での変化は主にH_{C_2}の変化による。このときBrawn[22]の議論によると

$$dF_P/d\Phi \sim (dH_{C_2}/d\Phi)\left[C(T)\, H_{C_2}^{m-1} (H/H_{C_2})^n (1 - H/H_{C_2}) \{(m-n) - (m-n+2) H/H_{C_2}\}\right]$$

となる。低線量照射では普通 ρ の増加に伴って H_{C_2} は増加するから $dH_{C_2}/d\Phi > 0$ であり，従って $dF_P/d\Phi$ の符号は $H/H_{C_2} > (m-n)/(m-n+2)$ のとき正，$H/H_{C_2} < (m-n)/(m-n+2)$ のとき負となる。ゆえに $(m-n)$ $H_{C_2}/(m-n+2)$ より高い磁場での J_C は照射によって増え，これより低い磁場での J_C は照射によって減少する。一方，高線量照射では，磁場に無関係に J_C が減少するがこれはピン止め中心のかさなり合いによるピン1個当りのピン止め力の低下や J_C の劣化による係数 $C(T)$ の減少によって引起されるものと考えられる。なお J_C の照射効果は，同じ超電導体でも，その照射前の加工熱処理等によって異なり，履歴の異なる試料が或る磁場の元で同様なピーク効果を示すとは限らない。[15] J_C は T_C, H_{C_2} 同様 10^{19}n/cm² 以上の照射では80%程度劣化して飽和する。

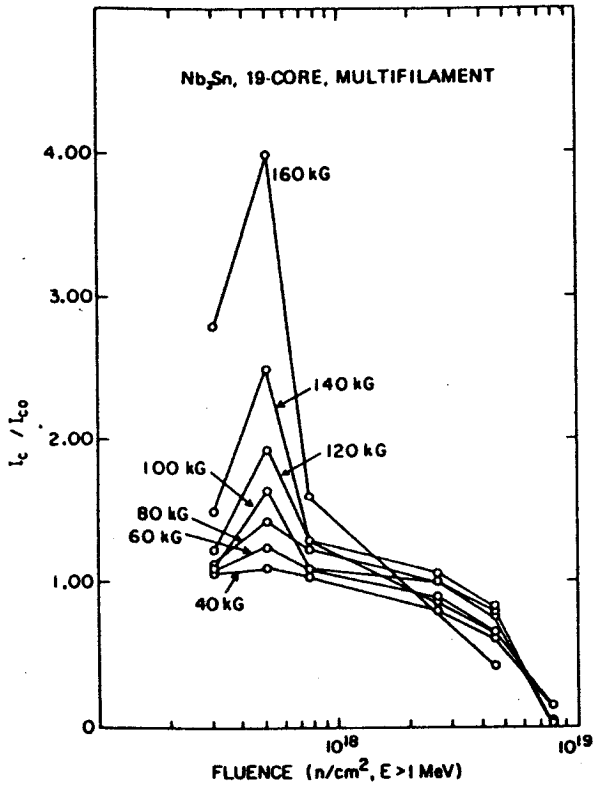


図 1.3－3 ；中性子照射による Nb_3Sn の臨界電流 I_C の劣化。
横軸：中性子照射量
縦軸：照射前の臨界電流 I_{C_0} で規格化した I_C（Sweedler等[11]による）

(ii) 安定化材の照射効果

優れた臨界特性を有する超電導体も，それ自身の有する不安定性のために，単独では大きな電流を流すことができない。例えば，電流を流している超電導体に何らかの外乱（熱的，電磁気的，機械的，及び放射線等）が作用して局所的に常電導部分が発生したとき，この部分の電気抵抗は非常に高く（銅の数百倍），従って大きなジュール発熱が起り，超電導体の温度が上昇し最悪の場合

は焼損する。そこで通常，超電導体の囲りに銅等の伝導度の大きい金属を被覆しておき，大きな外乱のため超電導電流を流せなくなった場合でも電流をこれへバイパスするようにする。何故なら銅またはアルミニウムは熱伝導も高く，発生したジュール熱を速やかに拡散できるからである。

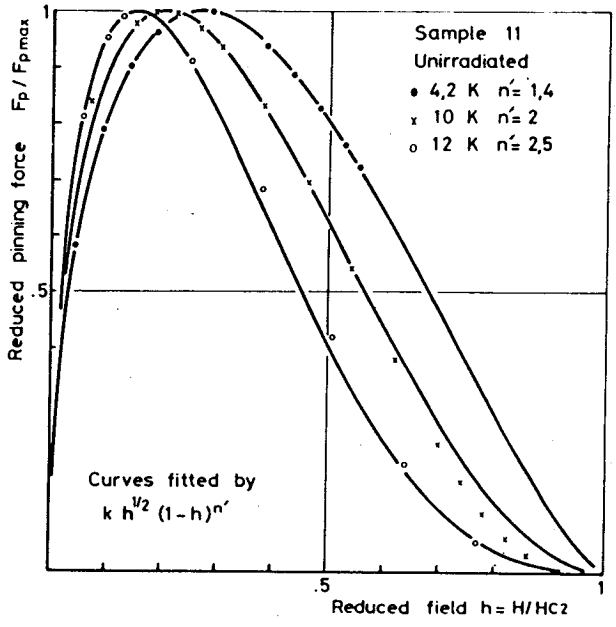


図 1.3 － 4 ；V_3Ga のスケーリング則
横軸：臨界磁場H_{C_2}で無次元化した外部磁場
縦軸：最大ピン止め力F_{pmax}で規格したピン止め力F_p(Couach 等[50]による。)

一般に銅，アルミニウム等の電気伝導度の高い純金属は低温における中性子照射によって残留抵抗が増加する。例えば，残留抵抗が$10^{-9}\,\Omega\,cm^2$程度の非常に純度の高い銅は$10^{19}\,n/cm^2$の中性子照射を受けると約500倍の$5.1\times10^{-7}\Omega cm$まで増える。[47]これは室温での電気抵抗と同程度であり，又，超電導体の常電導状態での電気抵抗とも同じオーダである。照射による残留抵抗の増大は，照射によって導入される格子欠陥が伝導電子の運動を防げることによって生ずるが，因果関係がこの様に単純なだけに，残留抵抗に関して耐放射線の高い高伝導度金属はいまのところ得られておらず，主として中性子のしゃへいに頼ることになるが，常温までの昇温による焼鈍効果の可能性も若干残されている。

(iii) 絶縁材の照射効果

絶縁材は主にMgO，$A\ell_2O_3$等の無機絶縁材とマイラ，カプトン，エポキシ等の有機絶縁材に分けられる。通常，前者は耐放射線が高いが硬く脆いため成形加工が難しいという欠点がある。一方後者は，放射線に敏感であるが成形加工

が容易である。従ってSCM用としては有機系が主に使われるようである。有機系絶縁材の放射線損傷においては，高速中性子のみならずγ線も問題となるが，これらによる照射で電気的特性はあまり変化せず，炉工学上問題となる照射効果はその機械的性質である。[48]例えばマイラーでは，液体窒素温度で3.3×10^7radの照射によって破断応力が約20%低下する。一方，FRP，GFRP等のエポキシ系樹脂は，物によって10^9rad（高速中性子3×10^{17}n/cm^2，γ線8×10^8R）の液体He温度下での照射で破断応力が20～50%劣化するものもあるが[48]エポキシーファイバーグラスラミネート等は5×10^9radまで耐えられるとされている。この他エポキシ系絶縁材は照射によって材料強度のばらつきが増え，又，病労強度が低下する。[49]最後に，現在絶縁材の照射は高々10^9rad程度までしか行なわれていないが，設計上要求される許容線量は10^{10}radと言われ[28]今後さらに1桁多い照射データの蓄積が必要である。

1.4 本研究の目的と意義

前節で核融合炉用SCM材料の放射線損傷を概観し，その中で個々の材料の照射効果について述べた。これらの材料の照射効果については，現在，実験及び理論の両方面において研究が精力的に続けられており，そのデータが蓄積されつつある。しかしながら，未だ十分解明されていない基礎的な問題が多く残されている。例えば，(1)核分裂炉照射実験で得られた照射効果のデータを核融合炉用超電導磁石のしゃへい設計に使う場合，核分裂炉照射データをどの様に修正すべきであるかという問題，(2)核融合中性子の局所的な漏れによって14MeV中性子の照射を多く受ける恐れがある場所ではどのような損傷が生ずるかという問題，(3) SCMに用いられる実際の導体は超電導材，安定化材，絶縁材等をすべて組合わせて製作されたいわゆる複合導体である。実用的見地からすれば，個々の材料の照射効果よりも，この様な複合導体の総合的な照射効果の方が一層重要である。例えば，照射による超伝導体の臨界温度の劣化は，温度マージンを少なくし，SCMの安定性を下げることになるが，一方，安定化材の電気伝導度も照射によって劣化するため，照射下での安定性の議論は，超電導材の照射効果，安定化材の照射効果，あるいはさらに絶縁材の照射効果をも考

慮して行なわなければならない。

そこで本研究は、超電導磁石材料の高速中性子照射におけるカスケード効果，並びに核融合炉中性子のスペクトル効果の理論的解析を通して，上記の問題を解明することを試みしゃへい設計において有用な知見を得ることを目的とする。表 1.4 － 1は代表的な未解決の問題と，本研究が取扱う課題をまとめたものである。

先ず，第2章では，磁石の安定性の著しい低下の要因となる安定化材の残留抵抗の増加の問題を取り上げ，高速中性子照射損傷による欠陥生成過程を詳しく解析する。カスケード損傷による欠陥生成過程を記述する新しいモデルを提案し，従来のモデルでは説明が困難であった非線型損傷率の問題を統一的に理解することが可能になった。又カスケード効果を定量化する微視的パラメターを決定した。このモデルを基にして残留抵抗の増加に対する核融合炉中性子のスペクトル効果を調べた結果，残留抵抗の飽和速度は，中性子束に含まれる核融合中性子（10 ～ 14MeV）の割合が増すにつれて速くなり，核融合中性子の割合が多い中性子束の照射を受ける場合では，核分裂炉照射データに対して補正が必要であること，並びに中性子ストリーミングに対するしゃへいの重要性を指摘した。

第3章では、絶縁材の放射線損傷に関する問題を取上げた。核融合炉用の絶縁材としては，無機絶縁材料（MgO, SiO_2 等）や，エポキシを中心とした有機絶縁材料がある。これらは中性子及びγ線の同時照射を受けるが，特に中性子照射に関しては，(1)構成元素の質量が小さい（1 ～ 20程度）ため核融合炉中性子照射による1次ノックオン原子は非常に大きなエネルギー（最大で 14MeV～数MeV）を持ち，絶縁体内部は高エネルギーのイオン照射を受ける。(2)セラミック等の無機材のあるものは極低温のみならず，室温，あるいはそれ以上で使用されている場合もあるという特徴がある。(1)においては，重照射損傷を明確にすることが重要であり，(2)においてはこの他に、生成欠陥の挙動（拡散，移動，集合体の形成等）を明らかにすることも照射効果を調べる上で重要となる。この場合、欠陥の生成エネルギー，移動エネルギーといった欠陥の基本的性質がわかっていなければならない。

表 1.4 － 1　核融合炉用超電導磁石材料の中性子照射損傷

材　料	炉工学上問題となる照射効果	解明すべき問題点	本研究が取扱う課題
安定化材（Cu）	残留抵抗の増加	◦カスケード効果 ◦核融合中性子（10～14MeV）の効果 ◦疲労による残留抵抗の増加との同時効果 ◦磁気抵抗の照射効果 ◦その他	カスケード損傷効果を考慮した残留抵抗増加機構の解析及び核融合中性子の効果
絶縁材（MgO, $A\ell_2O_3$ エポキシ等）	破断応力，疲労特性等の機械的性質の劣化	◦特性劣化メカニズム ◦応力下での放射線損傷 ◦核融合中性子（10～14MeV）の効果 ◦格子欠陥に関する基礎物理量データの不足 ◦その他	高エネルギー放射線による衝撃波損傷効果，及び欠陥生成エネルギー
高磁場用超電導体（Nb_3Sn 等）	臨界温度等の超電導特性の劣化	◦耐放射線性線材の開発 ◦核融合中性子（10～14MeV）の効果 ◦応力効果と照射効果の同時効果 ◦その他	核融合炉中性子照射下での特性劣化
複合超電導体（Cu安定化 Nb_3Sn）	安定性の低下	◦中性子照射効果を考慮した安定化議論	安定性に対する核融合中性子照射効果

そこで本章の前半では，絶縁体のイオン照射損傷においてイオンのエネルギーが非常に大きい場合，従来の2体衝突に基づくカスケード損傷以外に，原子の集団運動励起に基づく衝撃波損傷も可能であることを，核分裂破片による損傷例の解析を通して指摘した。又，この損傷過程はエポキシ等の軽元素材で特に可能であることが予想され，γ線照射，あるいは核分裂炉照射実験だけでは核融合炉での照射損傷を十分模擬できないことを指摘した。

本章の後半においては，欠陥の最も基本的な性質の一つである空孔の生成エネルギーを取り上げ，空孔生成の液体モデルなる新しい概念を導入することにより，金属のみならず，MgO等のイオン結合性の絶縁体の空孔生成エネルギーを融点等のマクロな物性値から見積もる一般式を提案した。このモデルは，空孔生成エネルギーが未知の，イオン結合性絶縁体の空孔生成エネルギーを，20～30％以下の誤差内で与える有効な方法であることがわかり生成欠陥の挙動を調べる上で有用な知見を得た。

第4章では，超電導体の核融合炉中性子照射効果を解析した。中性子照射による超電導材料の特性劣化を明確にすることは，炉設計精度の向上，コスト節約を考える上で重要であるが核融合炉中性子照射効果，特に中性子エネルギースペクトル効果を明確にした研究は少ない。そこで本章では，高磁場用化合物系超電導体の臨界温度T_C，臨界温度J_Cの劣化のスペクトル効果を，核分裂炉照射データを使って予測する簡単な方法を提案した。モデルスペクトルを用いた数値計算の結果T_C，J_Cの劣化は中性子スペクトルに敏感で，遮蔽設計において，中性子エネルギースペクトルの場所的不均一性，中性子ストリーミング等を考慮することの重要性を指摘した。

第5章では，複合超電導導体の安定性に対する核融合炉中性子照射効果について調べた。銅安定化Nb_3Snの安定条件に与える中性子照射効果，中性子スペクトル効果を解析した結果，Maddockの安定化条件を満たすように最適化された銅の量，並びに最適化された輸送電流が，照射量，並びに中性子スペクトルによって敏感に変わることが予測され，遮蔽設計において磁石の安定性に対する核融合中性子照射効果を考慮することの重要性を指摘した。

第6章では2章～5章で得られた結果を総括，及び討論した。

第7章では本研究で得られた結論を列記した。

参考文献

(1) M. A. Abdou, J. Nucl. Mat. vol.72 (1978)147

(2) JAERI-M 6921(1977)

(3) G. M. McCracken and S. Blow, CLM-R 120 (1972)

(4) G. W. Cullen, R. L. Novak and J. P. McEvoy, RCA Review Sept. (1964)

(5) G. W. Cullen and R. L. Novak, J. Appl. Phys. vol.37 (1966) 3348

(6) R. Bett, AERE-R 7205 (1973)

(7) A. R. Sweedler, D. G. Schweitzer and G. W. Webb, Phys. Rev. Lett. vol.33 (1974) 168

(8) D. G. Schweitzer and D. M. Parkin, Appl. Phys. Lett. vol.24 (1974) 333

(9) M. Soell, H. Bauer, K. Boening and R. Bett, Phys. Lett. vol.51 A (1975) 83

(10) D. M. Parkin and A. R. Sweedler, IEEE Trans. Mag-11 (1975) 166

(11) A. R. Sweedler et al., Int. Conf. Radiation Effects and Tritium Technology for Fusion Reactor, vol.2 (1976) 422

(12) H. Bauer, E. J. Saur and D. G. Schweitzer, J. Low Temp. Phys. vol.19 (1975) 171

(13) M. Soell, K Boning and H. Bauer J. Low Temp. Phys. vol.24 (1976) 631

(14) M. Fahnle and H. Kronmuller, J. Nucl. Mat. vol.72 (1978) 249

(15) W. Heinz and E. Seibt, MT-6 IP13 (1977)

(16) S. Moehlecke, A. R. Sweedler and D. E. Cox, Phys. Rev. B vol. 21 (1980) 2712
(17) M. Fähnle, IEEE Trans. Mag-17 (1981) 1707
(18) A. R. Sweedler, D. E. Cox and S. Moehlecke, J. Nucl. Mat. vol.72 (1978) 50
(19) L. R. Testardi et al., Phys. Rev. B vol.11 (1975) 4304
(20) J. M. Poate et al., Phys. Rev. Lett. vol.35 (1975) 1290
(21) M. Soell, C. A. M. van der Klein, H. Bauer and G. Vogl Conf. Supercond. Mag. Mat. (1974)
(22) B. S. Brown, T. H. Blewitt and D. G. Wozniak J. Appl. Phys. vol.46 (1975) 5163
(23) A. K. Ghosh et al., J. Nucl. Mat. vol.72 (1978) 70
(24) N. Karnezos and H. Weinstock, ICEC-ICMC (1979)
(25) Kulcinski, G. L. et al., The Conceptual Design of a Tokamak Fusion Power Reactor 'UWMAK-1', Sandiego, April (1974) and idem, Design Feature of the D-T Tokamak Power Plant 'UWMAK-2', 5-th Conf. IAEA, Tokyo, Nov. 1975, IAEA CN-33/G1-2 (1975)
(26) Sako, K., et al., Design Study of A Tokamak Reactor, ibid, IAEA CN-33/G1
(27) M. A. Abdou, J. Nucl. Mat. vol.72 (1978) 147
(28) Y. Seki, 「超電導材料及び絶縁材料などの照射効果」研究会報告書、エネルギー特別研究「核融合」1982年1月
(29) T. Ide, Y. Seki and H. Iida, JAERI-M 6475 (1976)
(30) T. Okada,「超電導材料及び絶縁材料などの照射効果」研究会報告書。エネルギー特別研究「核融合」1982年1月
(31) MATT-1050, A Fusion Power Plant, Aug. (1974)
(32) Y. Seki, JAERI-M 6726 (1976)
(33) J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer Phys. Rev. vol.108 (1957) 1175
(34) J. Appel, Phys. Rev. B vol.13 (1976) 3203
(35) M. Fahnle and H. Kronmuller, J. Nucl. Mat. vol.72 (1978)249
(36) H. Wiesmann et al., Phys. Rev. B vol.17 (1978) 122

(37) A. K. Ghosh, M. Gurvitch, H. Wiesmann and Myron Strongin Phys. Rev. B vol.18 (1978) 6116
(38) J. Ruvalds and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. vol.43 (1979) 1263
(39) C. S. Pande, Solid State Comm. vol.24 (1977) 241
(40) David Markowitz and Leo P. Kadanoff Phys. Rev. vol.131
(41) (1963) 563
(41) Dew-Hughes, Cryogenics, Aug. (1975) 435
(42) H. T. Coffey, E. L. Kellier, A. Patterson and S. H. Autler Phys. Rev. vol.115 (1967) 355
(43) A. E. Karkin et al., Phys. Stat. Sol. vol.38 A (1976) 433
(44) S. Takamura, JAERI-M (1976)
(45) Hans Ullmaier, "Irreversible Properties of Type 2 Superconductor" Springer-Verlag, Berlin Heilberg New York 1975 edited by G. Hohler
(46) Kramer, E. J., J. Appl. Phys. vol.44 (1973) 1360
(47) M. Nakagawa, K. Boning, P. Rosner and G. Vogl, Phys. Rev. B vol.16 (1977) 5285
(48) S. Takamura and T. Kato,「超電導材料及び絶縁材料などの照射効果」研究会報告書。エネルギー特別研究「核融合」1982年1月
(49) S. Nishijima and T. Okada, Proc. Int. Conf. Magnet Technology MT-6, (1977) 121
(50) M. Couach, J. Doulat and E. Bonjour J. Nucl. Mat. vol.72 (1978) 114
(51) M. Nishimoto, 修士論文

第 2 章　常電導体における残留抵抗の増加機構

2.1　緒　　言

高速中性子照射下で金属の残留抵抗を測定していると照射時間（従って照射量）と共に増えてゆく。これは，高速中性子が金属原子と衝突した時，いわゆる衝突カスケードが生じ，これによって多数の格子欠陥が生成されるからであり，伝導電子がこれらの欠陥と衝突することによって，電気抵抗が生ずる。所で，この残留抵抗は単に線量に比例して増大し続けるのではなく，十分照射を行うと，しだいに増加率は小さくなり，従って残留抵抗の増加は飽和してくる。これは照射によって作られた欠陥（Frenkel 型の格子間原子と空孔が主である）が，さらに引続く照射によって再び，本来の安定な格子点に戻るからであるが，もう少し詳しい定性的な議論は，Dettmann 等が電子線照射の場合に導入した再結合体積（Spontaneous Recombination Volume）を用いて行うことが出来る。この再結合体積（以下 SRV と略す）とは次の様なものである。

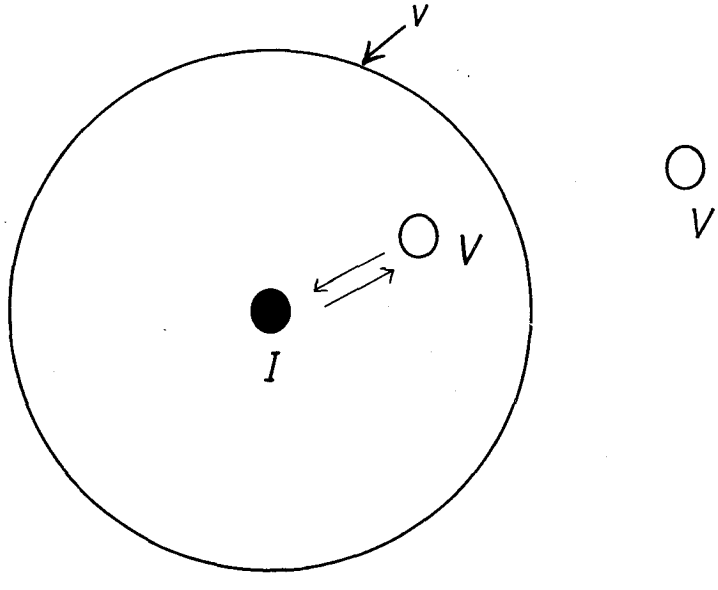


図 2.1－1；格子間原子と空孔の再結合モデル。
すでに存在する格子間原子Ｉの近くに新たに空孔Ｖが生成されると，互いに再結合を起し消滅する。ｖは再結合領域の体積。

即ち図2.1－1に示したようにすでに生成された点欠陥，例えば格子間原子Iの近傍に，引続く照射によって，新たに空孔Vが生じたとする。この時近接したI－V pairの互いの引力的相互作用の為に，絶対零度においてさえも不安定であると考え，直ちに再結合を起し消滅する場合，この再結合が起るI又はVの囲りの領域の体積を「再結合体積」と名付ける。従って生成されるI－V pairの濃度は再結合体積で決まる飽和濃度より大きくなれない。Dettmann等[1]によるとI又はVの濃度Cは

$$dC/d\phi t=\sigma(1-2vC+(vC)^2) \qquad (2\cdot1-1)$$

$$\approx\sigma(1-2vC) \qquad (2\cdot1-2)$$

なる微分方程式に従って変化する。ただしこの場合，I,Vはつねにpairで消滅するときのみ適用される。ここにσは欠陥生成の断面積であり，vは再結合体積，ϕtは照射量である〔付録2・1－1参照〕。（2・1－2）式は$vC\ll1$，即ち，同一欠陥同志のvが重り合わない時に成り立つ近似式である。（2・1－1）又は(2・1－2)式を0と置くと，飽和濃度は，それぞれ，$1/v$又は$1/2v$となる。残留抵抗の増加量$\Delta\rho$はCに比例すると考えられるから，$\Delta\rho$も同様な理由で飽和する。

さて（2・1－1）式又は（2・1－2）式は，本来電子線照射に対して適用される式であり，単純なI－V pairの生成過程だけを表現する式であるが，もしこれを，カスケード型の損傷である高速中性子照射の場合に用いた場合，有効的なI－V pairの再結合体積vが決められる。有効的なvというのは，カスケードによる欠陥生成過程が複雑であり，様々な欠陥（欠陥クラスター等）が生成されるので，単純なI－V pairの独立な生成過程と見なすことは出来ないのであるが，これを，I－V pairの生成過程と見たときの等価的な，再結合体積のことを言う。所でSRVモデルでは，残留抵抗増加率，$d\Delta\rho/d\phi t$（これを損傷率：Damage Rateと呼ぶこともある。）は，（2・1－1）又は，（2・1－2）式から明らかの様に，$\Delta\rho$に対して下に凸な，なめらかな2次曲線か，あるいは直線となる。実際，Aℓ，Cu，Ag，Au等の伝導度の高い金属は，原子炉照射によって，$d\Delta\rho/d\phi t$が$\Delta\rho$のなめらかな2次的曲線になることがいくつかの実験で知られている。[2,3] 所がMo，W，N_i，Co等の比較的低伝導度の金

属では，$d\Delta\rho/d\phi t$ が欠陥濃度 10^{-4} 程度の所で大きく折れ曲る傾向を示し，$d\Delta\rho/d\phi t$ が $\Delta\rho$ の単純な2次関数で表わせない。（図 2.1－2参照） この様な

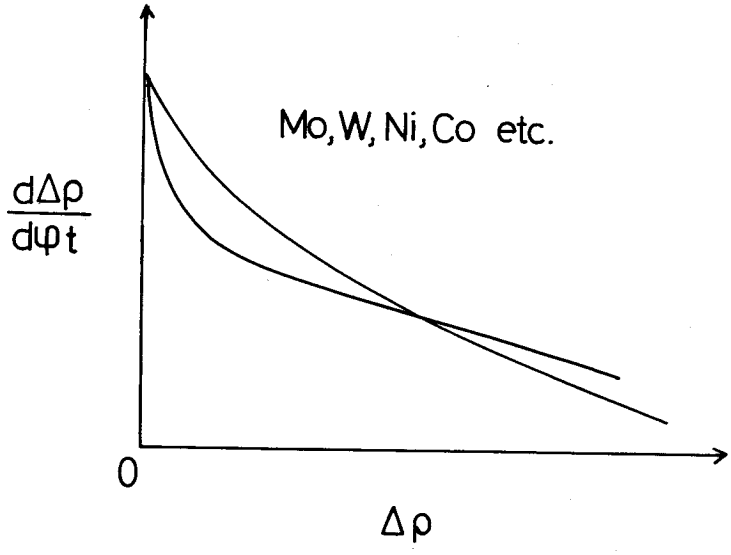


図 2.1－2；$d\Delta\rho/d\phi t$ VS $\Delta\rho$ の非線型性を表す模式図

横軸：残留抵抗の増加，$\Delta\rho$
縦軸：$\Delta\rho$ を照射量 ϕt で微分したもの（損傷率）
モリブデン，タングステン，ニッケル，コバルト等。

$d\Delta\rho/d\phi t$ の強い非線型性はSRVの概念で説明することは難かしい。所で，この現象は，中性子照射によってのみ起るものではなく，これ以外の照射によっても生ずる。例えば，Aℓの電子線照射，[4] ^{10}B の核分裂破片による Cu，Aℓ の損傷[5]でも観測される。但し ^{235}U の核分裂破片で照射したCuでは，この様な非線型性は観測されなかった。[6] これらの事実から，$d\Delta\rho/d\phi t$ を $\Delta\rho$ に対してプロットした場合に現われる非線型性は，照射の種類に強く存在することが判る。これに関していくつかの定性的説明は与えられている。例えば，長距離の置換衝突[4]や，磁気抵抗効果[3] 等が提案されている。しかしいずれも定量的な取扱いが欠けるという意味で十分なものとは言えない。

一方，SRV理論では，全く説明出来ないもう1つの現象が観測されている。

即ち， Horak 等[2]は，Feを原子炉照射し，その時に得られる $d\Delta\rho/d\phi t$ を $\Delta\rho$ に対してプロットすると，その曲線が上に凸になることを見出した。(図 2.1－3参照) 又最近では，中川等[3]が 10^{19} n/cm²の非常に大きな線量を照射する

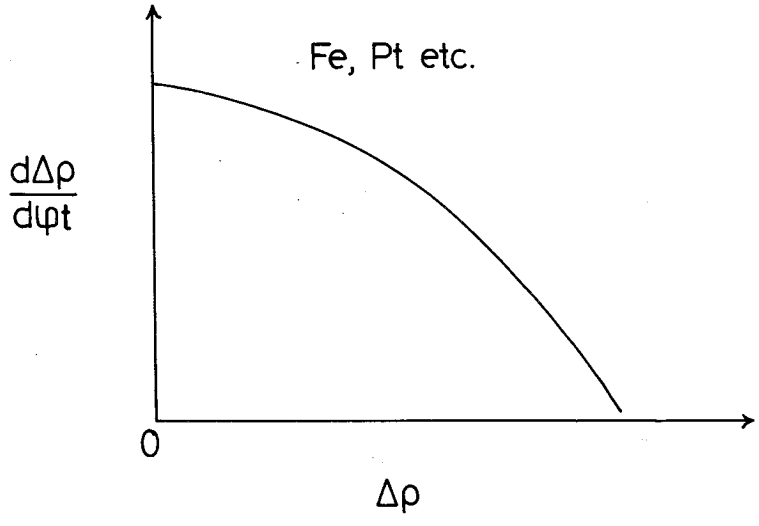


図 2.1－3 ； $d\Delta\rho/d\phi t$ VS $\Delta\rho$ の非線型性を示表す模式図 2
横軸：残留抵抗の増加 $\Delta\rho$
縦軸： $\Delta\rho$ を照射量 ϕt で微分したもの(損傷率)
鉄，白金等

ことによってFeのみならずPt等でもこの現象を確認している。Dunlop等[7]も同じ結果を得たが，同一の試料を同じ温度で，核分裂破片を用いた照射では上に凸な曲線は得られなかった。従ってこの現象も又照射の種類に依存するものと思われる。この $d\Delta\rho/d\phi t$ の非線型挙動に対する説明の1つとして欠陥のクラスタリング（clustering）による特性抵抗 ρ_F の減少が上げられている。[3,7]（付録 2.1－2）即ち，欠陥が cluster を形成すると ρ_F を一定とする比例則 $\Delta\rho=\rho_F C$ が成り立たなくなると考えるのである。格子間原子や空孔がクラスターを形成すると ρ_F が変ることは理論的に示されている。[8] しかしその差は大きくなく，数%以内の差を無視するなら，クラスターの特性抵抗は，それを構成しているそれぞれの点欠陥の特性抵抗の和で良いと言われている。[9] 従って ρ_F

の変化が負の曲率（即ち上に凸であること）の本質的な原因であるとは考え難い。

本章では，上に述べた従来の理論では説明できないいくつかの実験事実を，統一的に理解すべく，カスケード損傷の簡単なモデルを導入して，実験データの解析を行い，低温での高速中性子照射による損傷過程について新しい知見を得ることを目的とする。又後半においては残留抵抗増加に対する中性子スペクトルの効果について考察を行う。これらの結果は，第4章，及び第5章で応用される。

〔付録 2.1.－1〕

（2.1－2）式は次の様な物理的な描像から直ちに導くことが出来る。いま，格子間原子及び空孔の濃度をそれぞれC_I, C_Vとする。照射によって生じた格子間原子がすでに存在する空孔と再結合しない確率は

$$1 - \nu C_V$$

である。一方，照射によって生じた空孔がすでに存在している格子間原子と再結合する確率は

$$\nu C_I$$

で与えられる。前者の確率は格子間原子の数を増やすように働き，後者のそれは，すでに存在している格子間原子の数を減らす方向に働く。従って微小な照射量$d\phi t$によるC_Iの変化，dC_Iは次式で与えられる。

$$dC_I = \sigma_I d\phi t\,(1 - \nu C_V) - \sigma_V d\phi t\,(\nu C_I) \qquad (A\ 2.1.1-1)$$

ここでσ_I, σ_Vは格子間原子，及び空孔の生成断面積であるが，格子間原子と空孔はつねに対で生成されるので$\sigma_I = \sigma_V$, $C_I = C_V$が成り立つ。そこで

$$\sigma \equiv \sigma_I \equiv \sigma_V, \quad C \equiv C_I = C_V$$

とおくと（A 2.1.1－1）式は

$$dC = \sigma d\phi t\,(1 - 2\nu C)$$

$$\therefore dC/d\phi t = \sigma\,(1 - 2\nu C)$$

を得る。

〔付録 2.1－2〕

ρ_FがCに依存するとき，ρ_Fは又照射時間tに依存すると考えても良い。このとき $\Delta\rho = \rho_F C$の両辺をϕtで微分して

$$d\Delta\rho/d\phi t = Cd\rho_F/\phi t + \rho_F dC/\phi t$$
$$= Cd\rho_F/\phi t + \rho_F\sigma(1-2vC)$$
$$= Cd\rho_F/d\phi t + \sigma(\rho_F - 2v\Delta\rho) \qquad (A\ 2.1.2-1)$$

低線量側，即ち$C\sim 0$の時は上式第1項は小さく無視できて$d\Delta\rho/d\phi t \sim \sigma(\rho_F - 2v\Delta\rho)$となる。従ってこのとき$d\Delta\rho/d\phi t$は$\Delta\rho$の一次式となる。ところが照射量が増すにつれて$C$が大きくなり（A 2.1.2－1）式の第1項は無視できなくなる。ところでρ_Fは，欠陥クラスターの生成によって減少すると考えているので$d\rho_F/d\phi t < 0$であり，従って$d\Delta\rho/d\phi t$は高線量側，即ち$\Delta\rho$の大きい所で$\sigma(\rho_F - 2v\Delta\rho)$より小さくなり下へ折れ曲る。

2.2　2領域モデル

カスケード効果を考慮した損傷方程式を導くために先ず，高速中性子照射によって，金属中に生ずるカスケード損傷の構造について少し詳しく考えて見る。カスケードとは，中性子が金属原子と衝突し，一次ノックオン原子を生ぜしめた時，この原子がdisplacementのしきいエネルギーE_dより十分大きなエネルギーを持っていれば次々と原子間同志の衝突がくり返され，2次，3次・・・の変位原子が生成されたものを言う。欠陥生成過程に対するこのカスケード効果の役割は次の様な2つの面から見ることが出来る。先ず第一に，このようなカスケードがおさまったとき，その跡に最終的に形成される欠陥の形態は一般に単純なI－V pairだけでなく，もっと複雑な欠陥クラスターが形成される可能性があることである。例えば，1つのカスケードによる損傷エネルギーは，LSS理論[10-12]を用いて計算すると，原子量20～200の金属では10^4～10^5eVであり，これはE_d（～20eV）に比べて約100倍大きい。従ってカスケードが進行している間に約100個程度の原子が変位する。カスケードの領域は$10^{-18}cm^3$～$10^{-19}cm^3$であり，その持続時間は10^{-13}secであるから，この短時間の間に変位原子の密度は10^{20}～$10^{21}/cm^3$に達し，これは欠陥濃度で1～10％に相当する。通常，

照射による飽和濃度は0.1～0.5%程度であるから，カスケードの持続中の変位原子の濃度がいかに大きいかがわかる。この為，カスケード内での個々の欠陥生成過程は，独立なものでなく，互いに強く影響し合いながら進行するものと思われる。この結果，カスケードが終った跡には様々な格子間原子や空孔のクラスターが形成されるであろう。[13]最近のDiffuse X線散乱の実験では，Aℓにおいて約3個程度の点欠陥がクラスターを形成していることが明らかになった。[14]

次に考えなければならないカスケードの役割は，その熱的効果である。例えば，Aℓにおいて，$E_d = 16\,eV$[15]であり，1つのカスケード内に形成される欠陥の数は点欠陥の数にして約200程度であるから，[14]欠陥生成に費やされたエネルギー$-\varepsilon$は3×10^3eVである。所が損傷エネルギーは2×10^4eV程度であるから，E_Dの内の大部分は，カスケードの囲りに熱エネルギーとして拡散してしまったものと考えられる。そこで，例えば損傷領域の近くに新たに1つのカスケードが生じたとき，このカスケードは，その熱効果によって，すでに存在する損傷領域を焼鈍するか，あるいは逆に，損傷の程度をより促進さすか2通りの場合が考えられるであろう。

以上述べた事から，高速中性子照射におけるカスケード損傷のパターンが、局所的に見て、いくつかの異なった欠陥濃度を有する領域（zone）に分類できると考えられる。特に1つのカスケード損傷領域と，損傷領域のかさなり合いによって形成される他の1つの新しい損傷領域の2種類を考えるときこれを2領域モデル（Two－Zone Model）と呼ぶことにし，カスケード損傷領域を1で表し，その囲りに形成されるもう一つの損傷領域を2で表わすことにする。(図2.2－1参照)。

さて，夫々の領域の存在率（体積率）をη_1，η_2とすると，これらは照射時間と共に増加してゆく。今，全く損傷を受けていない未損傷領域の体積率をη_0とし，$\eta_0(t)$，$\eta_1(t)$，$\eta_2(t)$がマルコフ的な時間発展の方程式（Rate equation）

$$\dot{\eta}_0 = -(\sigma_{01}+\sigma_{02})\,\eta_0 \qquad (2.2-1)$$

$$\dot{\eta}_1 = \rho_{01}\eta_0 - \rho_{12}\eta_1 + \rho_{21}\eta_2 \qquad (2.2-2)$$

$$\dot{\eta}_2 = \rho_{02}\eta_0 + \rho_{12}\eta_1 - \rho_{21}\eta_2 \qquad (2.2-3)$$

に従って変化するものと仮定する。ここに「・」は微分d/dtを意味する。

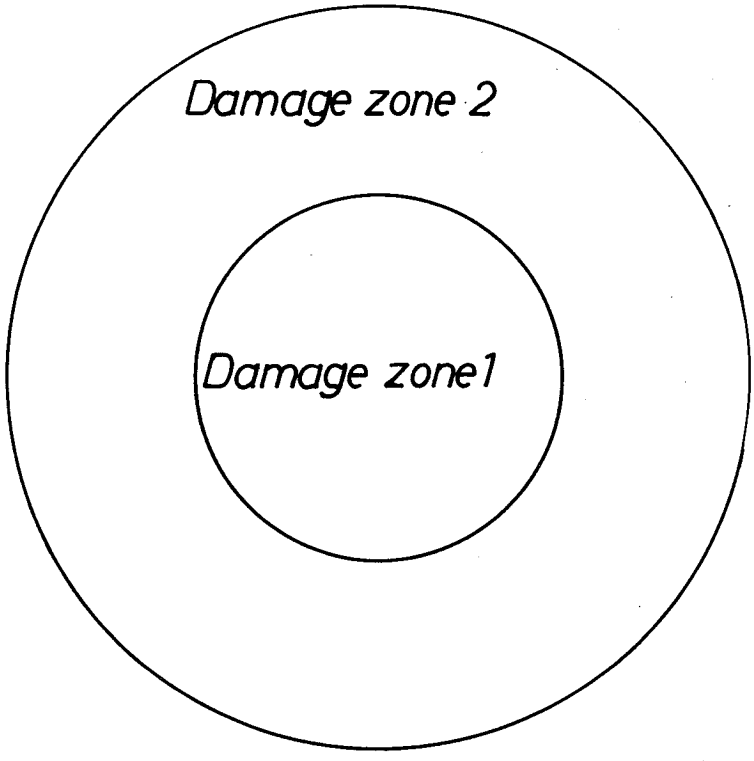


図 2.3－1 ；2領域モデルの概念を表す模式図
；損傷領域1はカスケード領域に相当し，損傷領域2はカスケードが損傷領域上に生じたときにカスケードの囲りに形成される。

又，σ_{ij} は照射損傷によって領域 i が領域 j へ変る確率である。（$i, j = 0, 1, 2$）。損傷領域1又は2から未損傷領域0が形成されることはないであろうから σ_{10} 及び σ_{20} は0であり，従って（2.2－1）式でこれによる項は消えている。η_i（$i = 0, 1, 2$）は初期条件

$$\eta_0(0) = 1, \qquad \eta_1(0) = \eta_2(0) = 0 \tag{2.2-4}$$

を満たし，又常に保存則

$$\eta_0 + \eta_1 + \eta_2 = 1 \tag{2.2-5}$$

を満たす。（2.2－5）は全体積が一定であることから明らかである。

さて，領域2が領域1に作用したカスケードによってのみ形成され，未損傷領域から直接には生成されないとし，又，カスケード損傷領域1の生成断面積

（確率）は，領域0から作られる場合も領域2から作られる場合も大差がないものと考える。この描像は，又次の様に表現することが出来る。即ち，先ず未損傷領域中に1つのカスケードが生じたとする。この時，領域0の中に領域1のみが形成される。次に照射が進み，この領域1上（又は近傍）に，再びカスケードが生じると，領域1がさらに生成されると同時にカスケード効果によって，すでに存在していた領域1の一部が領域2に変る。次にさらに照射が進みこの領域2上にカスケードが生じると，強い衝突カスケードによる欠陥の再配列の為に領域2上に落ちたカスケード部分は領域1に戻る。このときの領域1の生成断面積（生成確率）は，カスケードが十分強いため領域0上で生成するのほとんど同じであると考える。そこで簡単の為

$$\sigma_1 = \sigma_{01} \approx \sigma_{21}\ ,\ \sigma_2 = \sigma_{12} \qquad (2.2-6)$$

とおく。上記のモデルにおいて $\sigma_{02} = 0$ であるから（2.2－1）～（2.2－3）式は

$$\dot{\eta}_0 = -\sigma_1 \eta_0 \qquad (2.2-7)$$

$$\dot{\eta}_1 = \sigma_1 \eta_0 - \sigma_2 \eta_1 + \sigma_1 \eta_2 \qquad (2.2-8)$$

$$\dot{\eta}_2 = + \sigma_2 \eta_1 - \sigma_1 \eta_2 \qquad (2.2-9)$$

初期条件（2.2－4）の下で（2.2－7）～（2.2－9）を解くと

$$\eta_0(t) = e^{-\sigma_1 t} \qquad (2.2-10)$$

$$\eta_1(t) = (\sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2))(1-e^{-(\sigma_1+\sigma_2)t}) \qquad (2.2-11)$$

$$\eta_2(t) = (\sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2))\, e^{-(\sigma_1+\sigma_2)t} - e^{-\sigma_1 t} + \sigma_2/(\sigma_1+\sigma_2) \qquad (2.2-12)$$

となる。（付録2.2参照）これがカスケード効果を考慮した，損傷過程を記述する基本式となる。これらは定常状態（$t \to \infty$），即ち，十分照射が行なわれた状態で，飽和値

$$\eta_0(\infty) = 0\ ,\quad \eta_1(\infty) = \sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2)\ ,\quad \eta_2(\infty) = \sigma_2/(\sigma_1+\sigma_2) \qquad (2.2-13)$$

を持つ。ここで第1式は十分照射が行なわれることによって，未損傷領域0がなくなることを示し，第2，及び第3式は飽和後の領域1，及び2の存在率（体積率）が，各領域の生成断面積の比で決まることを示している。図2.2－2は

η_0, η_1, η_2 の関係の一例を示したものである。

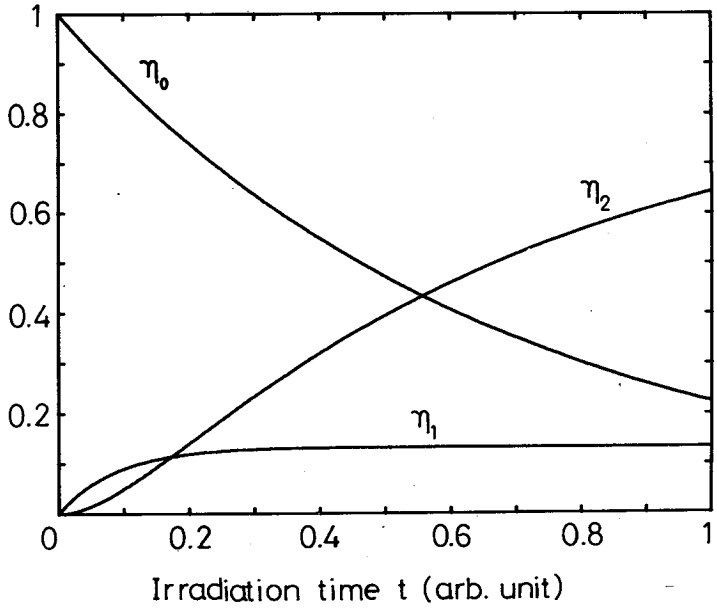


図 2.2－2 ；η_0, η_1, η_2の関係の一例を示す図
横軸：照射時間 t
縦軸：全体積に対する各領域 0, 1, 2 の体積の割合，即ち体積率
図中の曲線は $\sigma_1 = 1.5\times10^{-19} cm^2$, $\sigma_2 = 9.75\times10^{-19} cm^2$ として（2.2－10）～（2.2－12）を計算したもの。（σ_1, σ_2は次節の表 2.3－1 の Cu の場合）

〔付録 2.2〕

先ず（2.2－7）を初期条件（2.2－4）の下で解くと（2.2－10）が直ちに得られる。次に保存則（2.2－5）より

$$\eta_2 = 1 - \eta_0 - \eta_1 \qquad (A\ 2.2-1)$$

これを（2.2－8）へ代入して

$$\dot{\eta}_1 = \sigma_1\eta_0 - \sigma_2\eta_1 + \sigma_1(1-\eta_0-\eta_1) = \sigma_1 - (\sigma_1+\sigma_2)\eta_1$$

$$\therefore\ d\,e^{(\sigma_1+\sigma_2)t}\eta_1/dt = \sigma_1 e^{(\sigma_1+\sigma_2)t}$$

$$\eta_1 e^{(\sigma_1+\sigma_2)t} - \eta_1(0) = \int_0^t \sigma_1 e^{(\sigma_1+\sigma_2)t}\,dt = \{\sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2)\}(e^{(\sigma_1+\sigma_2)t}-1)$$

初期条件（2.2－4）を上式へ代入し，又両辺を$e^{(\sigma_1+\sigma_2)t}$で割ると

$$\eta_1(t) = \{\sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2)\}(1 - e^{-(\sigma_1+\sigma_2)t}) \qquad (A\ 2.2-2)$$

一方，η_2 は（2.2－7），（A 2.2－2）を（A 2.2－1）へ代入して

$$\eta_2(t) = 1 - e^{-\sigma_1 t} - \{\sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2)\}(1 - e^{-(\sigma_1+\sigma_2)t})$$

$$= \{\sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2)\}e^{-(\sigma_1+\sigma_2)t} - e^{-\sigma_1 t} + \sigma_2/(\sigma_1+\sigma_2)$$

を得る。

2.3　2領域モデルでの残留抵抗表示

η_0, η_1, η_2が照射時間と共に変化してゆく様子は直接観測することは出来ないが，残留抵抗を観測することによって間接的に知ることが出来る。そこで2領域モデルで残留抵抗がどのように表わされるかを考える。先ず，カスケードによって生成される欠陥は点欠陥以外に，クラスターも可能であることを考慮して，残留抵抗ρを

$$\rho = \sum_m (\rho_m^V C_m^V + \rho_m^I C_m^I) \qquad (2.3-1)$$

の形で書く。ここにmはクラスターの大きさ（又は数）で，例えば$m=3$は3個の点欠陥がクラスターを形成していることを意味する。C_m^Vはその様なクラスターの内で空孔（Vacancy）型のバルクな濃度を表し，C_m^Iは格子間原子（Interstitial）のクラスター濃度である。ρ_m^V, ρ_m^Iは夫々のクラスターの単位濃度当りの残留抵抗を表す。（2.3－1）の和は可能なすべてのmについて行うが，この和の中には$m=1$，即ち，単一の点欠陥の項も含んでいる。mの上限，即ち，最大のクラスター数は，例えばAℓでは3程度であることが実験から推測されている。[14]従ってクラスター数はあまり大きくないものと考えられる。mがあまり大きくないとき

$$\rho_m^V \approx m \rho_1^V, \quad \rho_m^I \approx m \rho_1^I \qquad (2.3-2)$$

が近似的に成り立つ。[9] ゆえに（2.3－1）は

$$\rho \approx \rho_1^V \sum_m m C_m^V + \rho_1^I \sum_m m C_m^I \qquad (2.3-3)$$

となる。所でVとIは常に対で生成され，又十分低温では，生成された欠陥は，熱的な移動を起さず，従って体系の表面へ逃げて行かないから，つねに保存則

$$\sum_m m C_m^V = \sum_m m C_m^I \qquad (2.3-4)$$

が成り立つ。これを（2.3－3）へ代入して

$$\rho \approx \rho_F \sum_m m C_m \qquad (2.3-5)$$

ここで簡単の為C_m^V，又はC_m^Iを単にC_mと書き，又

$$\rho_F = \rho_1^V + \rho_1^I \qquad (2.3-6)$$

とおいた。ρ_FはFrenkel対の特性抵抗，即ち単位Frenkel対濃度当りの残留抵抗である。（2.3－5）式においてC_mは，バルクな欠陥濃度であるがこれに対

して，損傷領域１，２及び未損傷領域０内の局所濃度c_{m1}，c_{m2}，c_{m0}を導入する。言い換ると，各領域内ではつねに定まった欠陥濃度が存在すると考えていることになる。するとバルクな濃度C_mは局所的な濃度c_{mi}（$i=0,1,2$）を用いて

$$C_m = c_{m0}\ \eta_0 + c_{m1}\ \eta_1 + c_{m2}\ \eta_2 \qquad (2.3-7)$$

と書けるであろう。（2.3－7）を（2.3－5）へ代入して

$$\rho(t) = \sum_{i=0}^{2} \rho_i \quad \eta_i(t) \qquad (2.3-8)$$

となる。ここに

$$\rho_i = \rho_F \sum_m m\ c_{mi} \qquad (2.3-9)$$

と置いた。これは「局所抵抗」，即ち各領域の単位濃度当りの残留抵抗を与える。所で，十分純度の良い試料を照射する場合は，照射前の残留抵抗$\rho(0) = \rho_0\ \eta_0(0) = \rho_0$は照射によって導入される残留抵抗にくらべると十分小さいと考えられるから$\rho_0 \approx 0$として良いであろう。従って照射による残留抵抗の増加分$\Delta\rho(t) = \rho(t) - \rho(0)$はほぼ$\rho(t)$に等しく，

$$\Delta\rho(t) \approx \sum_{i=1}^{2} \rho_i\ \eta_i(t) \qquad (2.3-11)$$

となる。この右辺の$\eta_i(t)$に（2.2－11），（2.2－12）で与えられた式を代入すると

$$\Delta\rho(t) = -\left((\rho_1-\rho_2)\sigma_1/(\sigma_1+\sigma_2)\right) e^{-(\sigma_1+\sigma_2)t} - \rho_2 e^{-\sigma_1 t} + (\rho_1\sigma_1 + \rho_2\sigma_2)/(\sigma_1+\sigma_2) \qquad (2.3-12)$$

これが高速中性子照射下で増大する残留抵抗を記述する基本式である。この式の性質を少し調べて見る。Damage Rate $d\Delta\rho/dt$を$\Delta\rho$に対してプロットしたとき，SRV理論では説明できない非線型性が観測されることは〔2.1〕で述べたが，これを（2.3－12）式で考えて見る。これを行なうには$d^2(d\Delta\rho/dt)/d\Delta\rho^2$を計算すれば良い。何故ならこの符号は曲線の凹凸を与えるからである。

$$d^2(d\Delta\rho/dt)/d\Delta\rho^2 = \Delta\rho'(\Delta\rho'''\Delta\rho' - (\Delta\rho'')^2)/(\Delta\rho')^4 \qquad (2.3-14)$$

であるが，この符号は分子で決まるから分子だけを計算する。

$$\Delta\rho' = \sigma_1 e^{-\sigma_1 t}\left((\rho_1-\rho_2)\, e^{-\sigma_2 t}+\rho_2\right)$$

$$\Delta\rho'' = \sigma_1 e^{-\sigma_1 t}\left(-(\rho_1-\rho_2)(\sigma_1+\sigma_2)\, e^{-\sigma_2 t}-\rho_2\sigma_1\right)$$

$$\Delta\rho''' = \sigma_1 e^{-\sigma_1 t}\left((\rho_1-\rho_2)(\sigma_1+\sigma_2)^2 e^{-\sigma_2 t}+\rho_2\sigma_1^2\right)$$

であるから

$$\Delta\rho'(\Delta\rho'''\Delta\rho'-(\Delta\rho'')^2)$$

$$= (\rho_1-\rho_2)\rho_2\sigma_1^3\sigma_2^2\, e^{-(3\sigma_1+\sigma_2)t}\left[\rho_1 e^{-\sigma_2 t}+\rho_2(1-e^{-\sigma_2 t})\right]$$

となる。ここで〔・・・〕の部分は常に正であるから、この式全体の符号は$(\rho_1-\rho_2)$の符号だけで決る。

従って，（2.3－13）は

$$\left.\begin{array}{ll} \rho_1 > \rho_2 \quad \text{ならば} & d^2(d\Delta\rho/dt)/d\Delta\rho^2 > 0 \\ \rho_1 < \rho_2 \quad \text{ならば} & d^2(d\Delta\rho/dt)/d\Delta\rho^2 < 0 \\ \rho_1 = \rho_2 \quad \text{ならば} & d^2(d\Delta\rho/dt)/d\Delta\rho^2 = 0 \end{array}\right\} \quad (2.3-14)$$

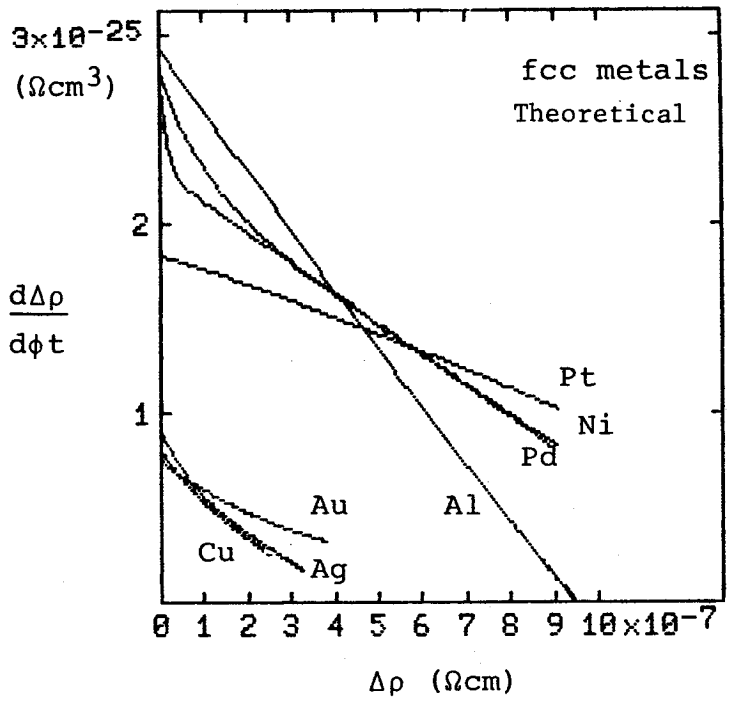
となる。従ってFe，Pt等の金属の様に$d\Delta\rho/dt$を$\Delta\rho$でプロットしたときその曲線が上に凸になるのは，カスケード効果によって生成される領域2の残留抵抗が領域1のそれと比べて大きいことを意味している。言い換えると，1つのカスケードがすでに存在する損傷領域内に生じたとき，カスケード効果によってより高濃度の欠陥を含む損傷領域が形成されるということになる。

Aℓ，Cu，Ag，Au，Ni等の金属は$d\Delta\rho/dt$ vs $\Delta\rho$が下に凸な曲線であるから[3]これは$\rho_1 > \rho_2$を暗示している。即ちカスケード効果によって領域1内の欠陥がいく分annealされて領域2が出来上ることを示す。

さて，残留抵抗$\Delta\rho$の基本式（2.3－12）は，4つのパラメーターρ_1, ρ_2, σ_1, σ_2を含むが，$\Delta\rho$の実験データからこれらを決定することが出来る。即ち（2.3－12）式より

$$\left.\begin{array}{l} \sigma_1 = -a \\ \rho_1 = \Delta\rho'(0)/(-a) \\ \sigma_2 = (\Delta\rho(\infty)a^2+2\Delta\rho'(0)a-\Delta\rho'(0)b)/(\Delta\rho(\infty)a+\Delta\rho'(0)) \\ \rho_2 = -\Delta\rho'(0)(\Delta\rho'(0)+b\,\Delta\rho(\infty))/(\Delta\rho(\infty)a^2+2\Delta\rho'(0)a-\Delta\rho'(0)b) \end{array}\right\} \quad (2.3-15)$$

但し，



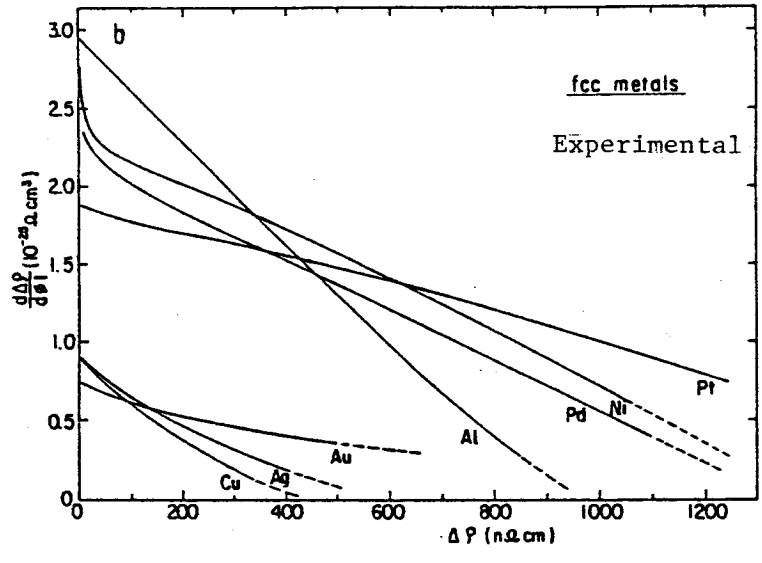
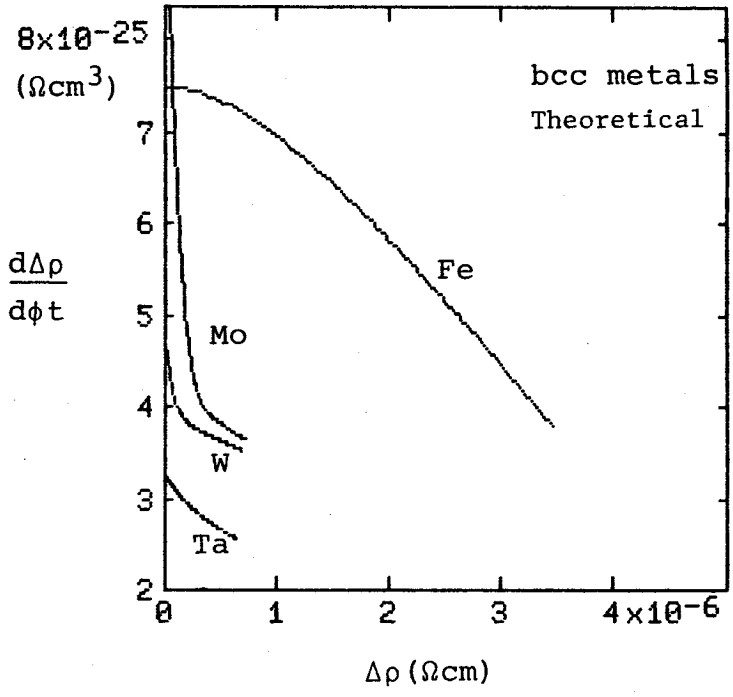


図 2.3 － 1 a ； f c c金属の損傷率の $\Delta\rho$ 依存性。
横軸：照射による残留抵抗の増加 $\Delta\rho$
縦軸：損傷率　$d\Delta\rho/d\phi t$
上図がTwo－Zone model による計算値。
下図が中川等[3]の実験データ



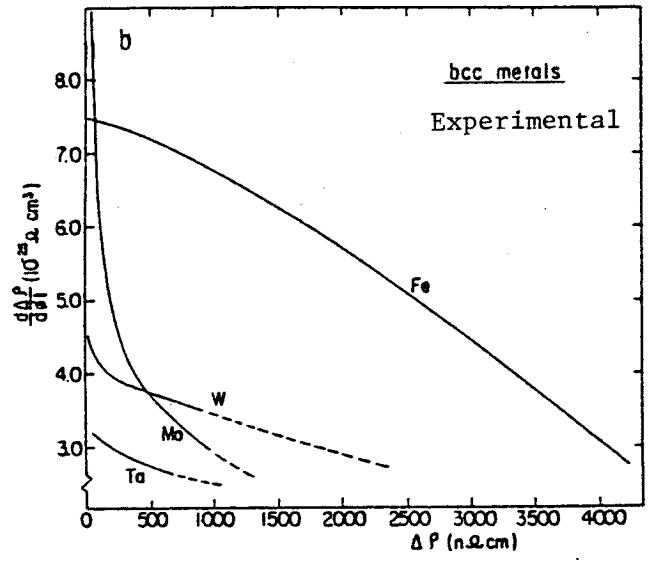


図 2.3 － 1 b ； b c c 金属の損傷率の $\Delta\rho$ 依存性
横軸：照射による残留抵抗の増加 $\Delta\rho$
縦軸：損傷率　$d\Delta\rho/d\phi t$
上図が Two－Zone model による計算値。
下図が中川等[3]の実験データ。

$$a=(d\Delta\rho'/d\Delta\rho)_{t=\infty}\quad,\quad b=(d\Delta\rho'/d\Delta\rho)_{t=0} \qquad (2.3-16)$$

である。（2.3－15）の右辺はすべて実験データから求まる量であるので，これから σ_1，ρ_1，σ_2，ρ_2 が一義的に決まる。図2.3－1 aの上図は，中川等[3]のfcc金属の実験データを用いてこの4つのパラメターを決め，これから（2.3－12）式の $\Delta\rho$ を計算し，それを $d\Delta\rho/d\phi t$ vs $\Delta\rho$ で描いたもので，下図は中川等のデータである。図2.3－1 bはbccの場合を示す。$d\Delta\rho/d\phi t$ の非線型性のパターンが良く再現されていることがわかる。なお表2.3－1に σ_1，ρ_1，σ_2，ρ_2 の値をまとめてある。

表2.3－1　実験データから決めた ρ_1，ρ_2，σ_1，σ_2 の値
（式（2.3－15）参照）

Metal	ρ_1(μΩcm)	ρ_2(μΩcm)	$\sigma_1(10^{-19}cm^2)$	$\sigma_2(10^{-19}cm^2)$
Al	1.110	0.667	2.63	1.58
Cu	0.600	0.415	1.50	9.75
Ag	0.567	0.398	1.41	5.98
Ni	1.687	1.397	1.63	1.65
Pt	1.314	4.032	1.40	0.305
Fe	5.00	6.250	1.50	6.00
Au	1.50	0.919	0.50	3.10
Mo	12.5	5.18	0.80	68.6
Ta	4.85	4.43	0.67	15.4
Pd	1.75	1.40	1.60	24.4
Sn	0.625	0.558	2.40	70.7
W	8.63	7.09	0.55	66.6
Zr	23.4	19.9	1.00	47.2

2.4　局所焼鈍率 r

$\rho_1 > \rho_2$ なる金属では領域2が，カスケードの熱効果によって領域1を焼鈍（Anneal）することによって形成されると考えられる。この時の焼鈍作用が弱いものであればこれは領域1内の隣近するFrenkel対のみに働きこのとき空孔の近くの格子間原子が熱的に励起されて動き，空孔と再結合して消滅する。そして

これ以外のクラスター欠陥は何の影響も受けないであろう。これをWeak Annealing Model と呼ぶことにする。これは（2.3－7）式の c_{mi} を用いて言えば

$$c_{11} > c_{12}\ ,\quad c_{m1} = c_{m2} \qquad (m \geqq 2) \qquad (2.4-1)$$

である。第2式は，領域1と領域2の間でクラスター濃度が変化しないことを示す。いまこのようなWeak Annealingを仮定する。すると，局所的な焼鈍率を

$$\gamma = (c_{11} - c_{12}) / c_{11} \qquad (2.4-2)$$

で定義することが出来る。一方，点欠陥の残留抵抗 $\Delta\rho$ に対する寄与の内で単一の点欠陥からの寄与の割合を β とすると（2.3－9）及び（2.3－11）より

$$\beta = \Delta\rho\ (m=1) / \Delta\rho$$
$$= \rho_F \sum_{i=1}^{2} c_{1i}\,\eta_i / \rho_F \sum_{i=1}^{2} \sum_{m} m\, c_{mi}\,\eta_i \qquad (2.4-3)$$

これは照射時間と共に変ってゆくが，特に t が小さい時，即ち十分低線量の照射に対しては図2.2－2から判る様に $\eta_1 \gg \eta_2 \approx 0$ であるからこの時の β を β_0 とすると

$$\beta_0 = \rho_F\, c_{11}\,\eta_1 / \rho_F \sum_{m} m\, c_{m1}\,\eta_1$$
$$= c_{11} / \sum_{m} m\, c_{m1} \qquad (2.4-4)$$

（2.3－9），（2.4－1），（2.4－2），及び（2.4－4）より次の関係式が得られる。

$$c_{11} = (\rho_1 / \rho_F)\,\beta_0 \qquad (2.4-5)$$

$$c_{12} = (1-\gamma)\,c_{11} \qquad (2.4-6)$$

$$\sum_{m \geqq 2} m\, c_{m1} = \sum_{m \geqq 2} m\, c_{m2} = (\rho_1 / \rho_F)(1-\beta_0) \qquad (2.4-7)$$

$$\gamma = (1 - \rho_2 / \rho_1) / \beta_0 \qquad (2.4-8)$$

所で β は，$\Delta\rho$ の，全欠陥からの寄与の内で隣接するFrenkel pair からの寄与の割合を表わすが，これは照射試料を等時焼鈍（isochronal annealing）を行った時に得られる第Ⅰ段階（stage）の回復率にほぼ等しいものと考えられる。何故なら第Ⅰ段階での回復は主に隣接するFrenkel対の再結合によるものと考えられているからである。[3] 従って低線量照射した試料の等時焼鈍による回復曲線から β_0 を決めることができる。すると（2.4－8）において，ρ_2, ρ_1 は表2.

3－1ですでに与えられているからγが決まる。又（2.4－5）～（2.4－7）もすべて求まる。表2.4－1にBurger等[18]の低線量照射データの回復率をβ_0として（2.4－5）～（2.4－8）を計算した結果を示す。ここに求められたγは，カスケード効果を定量的に取扱う量として重要である。

表2.4－1　式（2.4－5）～式（2.4－8）の計算例

	Al	Ni	Cu	Ag
β_0 (%)	45	37	34	28
c_{11}(at.%)	0.13	0.10	0.93	0.06
c_{12}(at.%)	0.0169	0.0540	0.0884	0.0006
$\sum_{m\geq 2} m\cdot c_{m1}$(at.%)	0.15	0.17	0.18	0.16
$\sum_{m\geq 2} m\cdot c_{m2}$(at.%)	0.15	0.17	0.18	0.16
γ	0.87	0.46	0.90	0.99

2.5　γの微視的モデル

前節で実験データから求められたγを微視的な見地から見直してみる。Weak Annealing Modelでは，カスケードの囲りに励起される格子振動が，隣接するFrenkel対を焼鈍するものと考えられる。言い換えると，カスケードの囲りに励起されたフォノンが欠陥と衝突することによって焼鈍が起るということになる。このようなフォノンの平均エネルギーは

$$\hbar\omega \sim k T_1 \qquad (2.5-1)$$

であることが必要であろう。ここにT_1は等時焼鈍による回復段階における第Ⅰ段階のピーク温度で30～50K程度である。所で，カスケードで励起されたフォノ

ンは電子－フォノン相互作用の為に，有限の寿命を持つ。例えば，電子－フォノンの相互作用時間（衝突時間）は 10^{-14} secの程度[16]であるが，フォノン－欠陥，あるいはフォノン－フォノンの衝突時間は 10^{-13} sec程度であるから励起されたフォノンのかなりのものが，欠陥と衝突する前に伝導電子によって吸収されてしまう。

今，このフォノンの寿命を τ_P^*，その密度を n_P^*とする。すると n_P^*は

$$d n_P^* / d t = - n_P^* / \tau_P^* \qquad (2.5-2)$$

に従って減少してゆくであろう。従ってこれを解いて

$$n_P^*(t) = n_P^*(0)\, e^{-t/\tau_P^*} \qquad (2.5-3)$$

ゆえに励起されたフォノンの生存率は $\exp - t/\tau_P^*$ である。そこでいまフォノンが単位時間に隣接するFrenkel対を焼鈍する確率をPとすると焼鈍速度 $\dot{r}$ は $P \exp - t/\tau_P^*$ に比例するであろう。従って

$$r \propto \int_0^{\Delta t} P \exp - t/\tau_P^*\, d t \qquad (2.5-4)$$

ここに Δt は,この様な焼鈍が有効に行なわれ得る時間で，フォノンの拡散時間程度を取れば良い。従って $\Delta t \sim 10^{-11}$ secである。[17] Pを一定と仮定し（2.5－4）の積分を実行すると

$$r \propto P\, \tau_P^* (1 - \exp - \Delta t/\tau_P^*) \qquad (2.5-5)$$

この式は τ_P^* が大きくなるにつれて r が大きくなることを示している。特に $\tau_P^* \to \infty$ のとき，r は最大の値に達するであろうからこのときの r を r_{max} とおくと（2.5－5）は 次の様に書ける。

$$r = r_{max} (1 - exp - \Delta t/\tau_P^*) / (\Delta t/\tau_P^*) \qquad (2.5-6)$$

所で,カスケードが十分強ければ r_{max} は1に近い値を取るであろう。そこで,ここではこの様な場合を考えることにし $r_{max} \sim 1$ と仮定する。従って（2.5－6）は

$$r \approx (1 - exp - \Delta t/\tau_P^*) / (\Delta t/\tau_P^*) \qquad (2.5-7)$$

となる。次に励起フォノンの寿命、τ_P^* を考える。いま電子－フォノンの相互作用断面積を σ_{ep} とすると次の関係式が成り立つ。

$$1/\tau_P^* = n_e^F \sigma_{ep}\, v_F \qquad (2.5-8)$$

ここに，n_e^Fはフェルミ面近くの電子の密度で，v_F はフェルミエネルギーである。

一方，温度Tにおける電子のフォノンとの衝突時間を$\tau_e(T)$，温度Tの熱平衡状態におけるフォノン密度を$n_p(T)$とすると

$$1/\tau_e(T) = n_p(T)\,\sigma_{ep}\,v_F \qquad (2.5-9)$$

であるから，（2.5－8），（2.5－9）より

$$1/\tau_P^* = (n_e^F/n_p(T))/\tau_e(T) \qquad (2.5-10)$$

ここで$\tau_e(T)$は，温度Tでの電気伝導度$\sigma(T)$を用いて書くことが出来る。即ち

$$\tau_e(T) = (m_e/n_e\,e^2)\,\sigma(T) \qquad (2.5-11)$$

ここにm_eは電子の質量，n_eは全伝導電子の密度，eは電子電荷である。（2.5－11）を（2.5－10）へ代入して

$$1/\tau_P^* = (n_e^F\,n_e\,e^2/m_e\,n_p(T))/\sigma(T) \qquad (2.5-12)$$

ここで$\sigma(T)$は，又，Wiedemann－Franzの法則[19]

$$K(T)/\sigma(T) = (\pi^2 k^2/3e^2)\,T \qquad (2.5-13)$$

より，熱伝導度$K(T)$を用いて書くことも出来る。即ち

$$1/\tau_P^* = (\pi^2/3)(k^2 n_e^F\,n_e T/m\,n_p(T)K(T)) \qquad (2.5-14)$$

ここでTとして室温の値を取る。すると$n_p(T)$は近似的に

$$n_p(T) \sim (9/2)\,N_a T/T_D \qquad (2.5-15)$$

となる。ここにN_aは原子数密度，T_DはDebye温度である。〔付録 2.5－1〕

一方，n_e^Fは励起フォノンを吸収できるフェルミ面近くの電子密度であるから

$$n_e^F \sim n_e\,k\,T_1/E_F \qquad (2.5-16)$$

の程度と考えられる。ここにE_Fはフェルミエネルギーである。（2.5－15）及び（2.5－16）を（2.5－14）へ代入して，最終的に次式を得る。

$$1/\tau_P^* \approx (2\pi^2/27)(k^3 z^2 N_a T_1 T_D/m_e E_F K(T)) \qquad (2.5-17)$$

ここにzは原子1個当りの伝導電子の数である。これを（2.5－7）のγへ代入して

$$\gamma \approx \{1 - exp(-K^*/K)\}/(K^*/K) \qquad (2.5-18)$$

を得る。但し，

$$K^* = (2\pi^2/27)(K^3 z^2 N_a T_1 T_D \Delta t/m_e F_F) \qquad (2.5-19)$$

と置いた。これは熱伝導度の次元を有する物質固有の定数である。（2.5－18）で与えられるγはKの増加関数であって$K \gg K^*$ならばγは1に近い。このこと

は，熱伝導度の大きい，従って室温で伝導度の良い金属程，カスケードの焼鈍効果が大きいことである。さらに重要なことはγがK/K^*の（又はK^*/Kの）普遍関数であることである。従って，〔2.4〕節で実験データから決められたγをK/K^*でプロットすれば1つの関数上に分布するであろう。図2.5－1はこれを描いたもので「▲」印は〔2.4〕節で実験データから求めたものであり，実線は，理論式（2.5－18）である。両者の良い一致は，Two－Zone Model，及びWeak Annealing Modelの正当性を与えているものと思われる。なお，表2.5－1にK^*の値及びそれを計算するために用いた物性値をまとめてある。

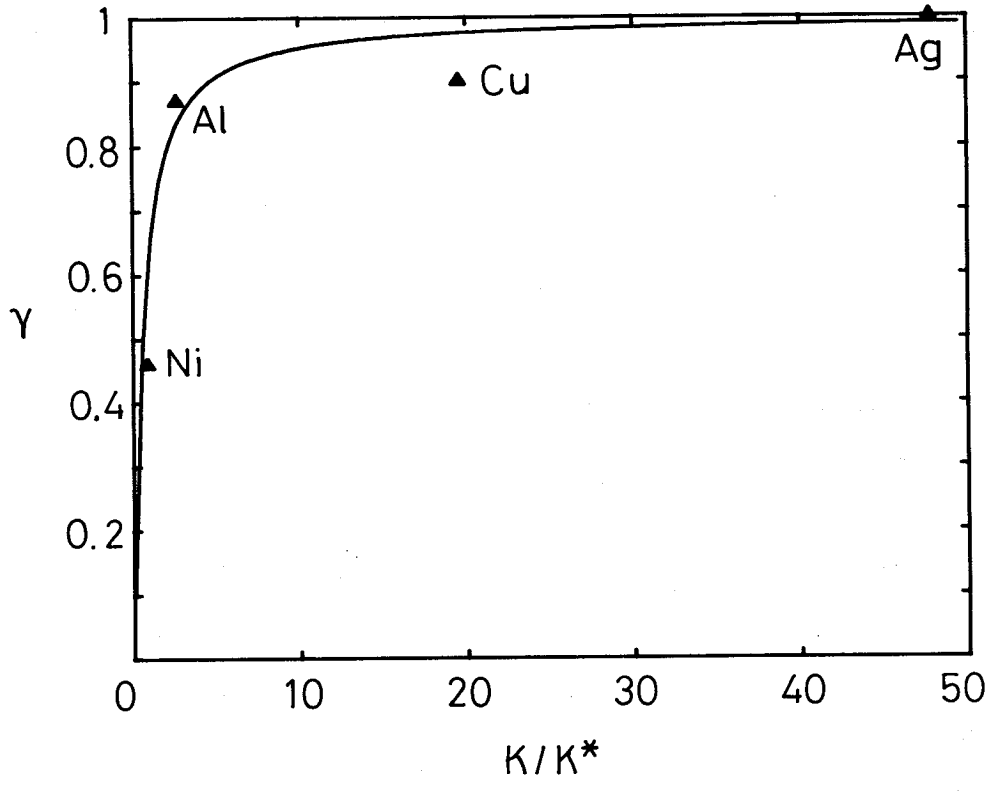


図2.5－1；局所焼鈍率γと熱伝導度Kの関係
横軸：熱伝導KをK^*で規格化したもの
縦軸：局所焼鈍率γ
図中の「▲」印は表2.4－1のγ，実線は理論式（2.5－18）を表す。（K^*の値は表2.5－1参照）

表 2.5 －1　γ の計算に用いた物性値

	Al	Ni	Cu	Ag
z	3	2	1	1
$N_a(10^{22}/cm^3)$	6.02	9.19	8.45	5.85
T_1(K) (注)	35	55	38	28
T_D(K)	428	450	343	225
E_F(eV)	11.7	11.8	7.0	5.5
Δt(sec)	$\simeq 10^{-11}$	$\simeq 10^{-11}$	$\simeq 10^{-11}$	$\simeq 10^{-11}$
K(W/cm K)	2.45	0.91	4.05	4.22
K*(W/cm K)	0.914	1.016	0.207	0.0883

(注) 参考文献(3)

2.6　負の曲率

〔2.4〕節及び〔2.5〕節で展開された議論は，$d\Delta\rho/dt$ vs $\Delta\rho$ が下に凸な，即ち正の曲率を有する金属を対象とするものであった。従ってそこで導入されたモデルで，Fe や Pt 等の負の曲率を有する金属に対して同一の議論をすることは出来ない。しかし，そこで得られた結果から，負の曲率の本質について，ある程度の事は推測できる。

〔2.5〕節で得られた最も重要な議論の 1 つは，熱伝導度の小さい金属程，

カスケードの熱効果による局所的な損傷領域の焼鈍率（annealing percentage）が小さいということである。所が表2.6－1に示した様にFe, Ptの熱伝導度は，Aℓ, Cu等に比べて非常に小さい。このことは，これらの金属において，たとえ焼鈍作用があったとしてもそれは小さく，ρ_2をρ_1より小さくすることが出来ないことが起っているものと思われる。しかしこれだけでは$\rho_2 > \rho_1$，即ち負の曲率が表われる十分な説明にはならない。実際表2.6－1に見れる様にSn, Pdでも熱伝導度が同じ程度に小さいが，負の曲率は観測されていない。このことは$\rho_2 > \rho_1$をもたらす他の要素が存在することを暗示している。

表2.6－1　各金属の熱伝導度

Metal	K(W/cm K)
Al	2.45
Ni	0.91
Cu	4.05
Ag	4.22
Fe	0.76
Pt	0.69
Pd	0.67
Sn	0.64

2.7　中性子エネルギースペクトル効果

前節〔2.2〕～〔2.6〕において，一般の純金属の高速中性子照射による残留抵抗増加機構について述べたが，核融合炉用超電導体に被覆される安定化用金属は主に銅，又はアルミニウムである。そこで，この節では，銅，アルミニウムに限って，核融合炉中性子照射効果をもう少し詳しく論ずることにする。このために，〔2.3〕節で得られた残留抵抗の式（2.3－12）に対し以下の近似を行う。

一般に損傷率$\rho' \equiv d\Delta\rho / d\Phi$（但し，$\Phi = \phi t$）は$\Delta\rho$の非線型な関数であるが非線型性の弱い銅やアルミでは，$\Delta\rho'(0)$と$\Delta\rho(\infty)$から決まる$\Delta\rho(\Phi)$の一次式$\Delta\rho'(0) - (\Delta\rho'(0)/\Delta\rho'(\infty))\Delta\rho(\Phi)$は，$\Delta\rho'(\Phi)$に近い値を取る。そこで

$$d\Delta\rho/d\Phi \approx \Delta\rho'(0) - (\Delta\rho'(0)/\Delta\rho(\infty))\,\Delta\rho \qquad (2.7-1)$$

としても，この形は初期損傷率$\Delta\rho'(0)$と飽和値$\Delta\rho(\infty)$を正しく与えるから$d\Delta\rho/d\Phi$ vs $\Delta\rho$の大極的な挙動を考える場合は十分良い近似と言える。このと

き，（2.7－1）式を$\Delta\rho(\Phi)$について解いて

$$\Delta\rho(\Phi)\approx\Delta\rho(\infty)\{1-exp-(\Delta\rho'(0)\Phi/\Delta\rho(\infty))\} \qquad (2.7-2)$$

が得られる。ここで，2領域モデルによれば

$$\Delta\rho'(0)/\Delta\rho(\infty)=(\sigma_1+\sigma_2)\rho_1\sigma_1/(\rho_1\sigma_1+\rho_2\sigma_2) \qquad (2.7-3)$$

$$\Delta\rho(\infty)=(\rho_1\sigma_1+\rho_2\sigma_2)/(\sigma_1+\sigma_2) \qquad (2.7-4)$$

として与えられるから，$\sigma_1,\sigma_2,\rho_1,\rho_2$が決まっておれば，（2.7－3），（2.7－4）から$\Delta\rho'(0)/\Delta\rho(\infty)$，$\Delta\rho(\infty)$が定まり，これから（2.7－2）の$\Delta\rho(\Phi)$が$\Phi$の関数として完全に決まる。所で，$\sigma_1,\sigma_2$は単位中性子線量当りの各損傷領域の形成断面積であるから中性子照射のエネルギースペクトルに依存するであろう。そこでエネルギーEの中性子が格子原子と衝突したとき，夫々の領域を形成する断面積を$a_1(E)$，$a_2(E)$とするとσ_1,σ_2はこれらを用いて次の様に与えられる。

$$\left.\begin{aligned}\sigma_1&=\int a_1(E)\Sigma(E)\phi(E)\,dE/\int\phi(E)\,dE\\ \sigma_2&=\int a_2(E)\Sigma(E)\phi(E)\,dE/\int\phi(E)\,dE\end{aligned}\right\} \qquad (2.7-5)$$

ここに$\Sigma(E)$は中性子の衝突断面積，$\phi(E)$はエネルギーEの中性子線量である。$a_1(E)$，$a_2(E)$は，損傷エネルギー$D(E)$が増えるにつれて大きくなると考えられる。そこで最も簡単な場合としてa_1,a_2が$D(E)$に比例すると仮定し，

$$a_1(E)=\kappa_1D(E),\quad a_2(E)=\kappa_2D(E) \qquad (2.7-6)$$

とおく。ここにκ_1,κ_2は比例定数である。（2.7－6）を（2.7－5）へ代入すると，

$$\sigma_1=\kappa_1\langle D(E)\Sigma(E)\rangle,\qquad \sigma_2=\kappa_2\langle D(E)\Sigma(E)\rangle \qquad (2.7-7)$$

但し，

$$\langle D(E)\Sigma(E)\rangle=\int D(E)\Sigma(E)\phi(E)\,dE/\int\phi(E)\,dE \qquad (2.7-8)$$

とおいた。すると（2.7－3），（2.7－4）は

$$\Delta\rho'(0)/\Delta\rho(\infty)=\{(\kappa_1+\kappa_2)\rho_1\kappa_1/(\rho_1\kappa_1+\rho_2\kappa_2)\}\langle D(E)\Sigma(E)\rangle \qquad (2.7-9)$$

$$\Delta\rho(\infty)=(\rho_1\kappa_1+\rho_2\kappa_2)/(\kappa_1+\kappa_2) \qquad (2.7-10)$$

となる。$\langle D(E)\Sigma(E)\rangle$は中性子エネルギースペクトルによる平均であるから(2.7－9）式は，直接中性子エネルギースペクトルに依存する。（2.7－10）式中のρ_1,ρ_2は，2領域モデルにおける夫々の領域の単位体積当りの残留抵抗であり，各領域内の欠陥の濃度や種類で決まる。2領域モデルとは，照射によっ

て形成されるカスケードは一次ノックオン原子のエネルギー分布に従って，大小様々なものが存在し得るが，それらが形成する損傷領域内の欠陥構造は大差がなく，どのカスケードも高々2種類の損傷領域を形成するという考え方であった。（〔2.2〕～〔2.5〕節で得られたいくつかの実験事実と理論の一致はこのモデルの妥当性を支持している。）従ってρ_1, ρ_2は1次ノックオン原子のエネルギー分布にあまり左右されないであろう。このことからρ_1, ρ_2の中性子エネルギースペクトル依存性は弱いものと考えられる。（異なるタイプの照射，例えば，^{235}U核分裂破片[5]，12 MeV重陽子[21]等の照射でも$\Delta\rho(\infty)$が$4 \sim 5 \times 10^{-7}\Omega cm$であり原子炉高速中性子照射の$\Delta\rho(\infty) = 4.4 \times 10^{-7}\Omega cm$[3]と大差がない。）そこで$\rho_1$, ρ_2は中性子エネルギースペクトルに依存しないと仮定する。

（2.7－9）を（2.7－2）へ代入して

$$\Delta\rho(\Phi) \approx \Delta\rho(\infty)\left(1 - exp - \kappa\langle D(E)\Sigma(E)\rangle\Phi\right) \qquad (2.7-11)$$

ここに

$$\kappa = (\kappa_1 + \kappa_2)\rho_1\kappa_1 / (\rho_1\kappa_1 + \rho_2\kappa_2) \qquad (2.7-12)$$

とおいた。表2.7－1は〔2.3〕節で得られたσ_1, σ_2, ρ_1, ρ_2の値を用いてκを銅，アルミニウムの場合について計算した結果をまとめたものである。

なお照射前の抵抗値をρ_0とすると，全抵抗ρは，

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho(\infty)\left(1 - exp - \kappa\langle D(E)\Sigma(E)\rangle\Phi\right) \qquad (2.7-13)$$

となる。ただし，この場合，$\Delta\rho(\infty)$は（2.7－10）のかわりに

$$\Delta\rho(\infty) = \{(\rho_1 - \rho_0)\kappa_1 + (\rho_2 - \rho_0)\}/(\kappa_1 + \kappa_2)$$

を使う。核融合炉では，高磁場下（$\gtrsim$8 T）で使用されるのでρ_0として照射前の残留抵抗以外に，磁気抵抗ρ_mも含める必要がある。(銅の場合，ρ_m(8T)$\simeq 5\times 10^{-8}\Omega cm$)（2.7－13）式は，中性子エネルギースペクトルが$\phi(E)$が与えられると，ρをΦの関数として与える。但し，Φは全線量

$$\Phi = \int_0^{14MeV} \phi(E)\,dE \qquad (2.7-14)$$

である。以下にいくつかの計算例を示す。

先ず図2.7－1は$\langle D(E)\Sigma(E)\rangle$を計算する為に用いたモデルスペクトルで全線量$\Phi$で規格化してある。即ち

表 2.7 －1　銅及びアルミニウムの損傷パラメター

	Cu	Al
$\langle D(E)\Sigma(E)\rangle$ KeV/cm (注)	4.5	4.6
σ_1 cm^2	1.5×10^{-19}	2.6×10^{-19}
σ_2 cm^2	9.8×10^{-19}	1.6×10^{-19}
κ_1 cm^3/KeV	3.3×10^{-20}	5.7×10^{-20}
κ_2 cm^3/KeV	2.2×10^{-19}	3.5×10^{-20}
ρ_1 Ωcm	6.0×10^{-7}	1.1×10^{-6}
ρ_2 Ωcm	4.2×10^{-7}	6.8×10^{-7}
κ cm^3/KeV	4.6×10^{-20}	6.7×10^{-20}

（注）核分裂炉中性子照射スペクトル（$\alpha = 0$ %）での値

$$P(E) = \phi(E) / \Phi \qquad (2.7-15)$$

であって夫々の曲線は 10 ～ 14 MeVの核融合炉中性子の割合

$$\alpha = \int_{10\ MeV}^{14\ MeV} P(E)\, dE \qquad (2.7-16)$$

が異なっている。特に $\alpha = 0$ は原子炉照射スペクトルの一例であり，α =20, 60, 100 %は，これを元にして修正した。図 2.7 －2 は，これらの中性子エネルギースペクトルに対して $\rho_0 = 5 \times 10^{-8}$ Ω cmの銅の $\rho(\Phi)$を描いたものであり，αの増加に伴って ρ の飽和が加速されることを示している。

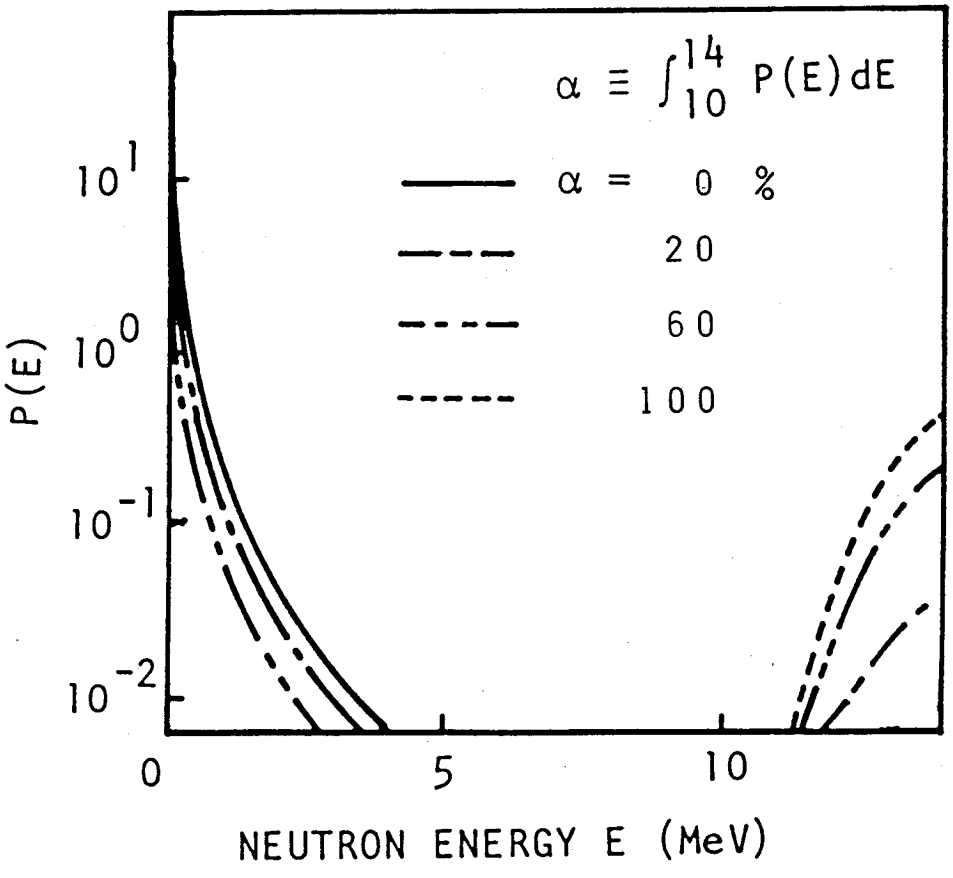


図 2.7 － 1 ；（2.7 － 8）式を計算するために用いたモデル中性子スペクトル。
横軸：中性子エネルギー（MeV）
縦軸：規格化された中性子エネルギースペクトル。α は全エネルギー中性子束の中で 10 ～ 14 MeV中性子の割合。$\alpha = 0$ は核分裂炉中性子照射スペクトルに相当する。

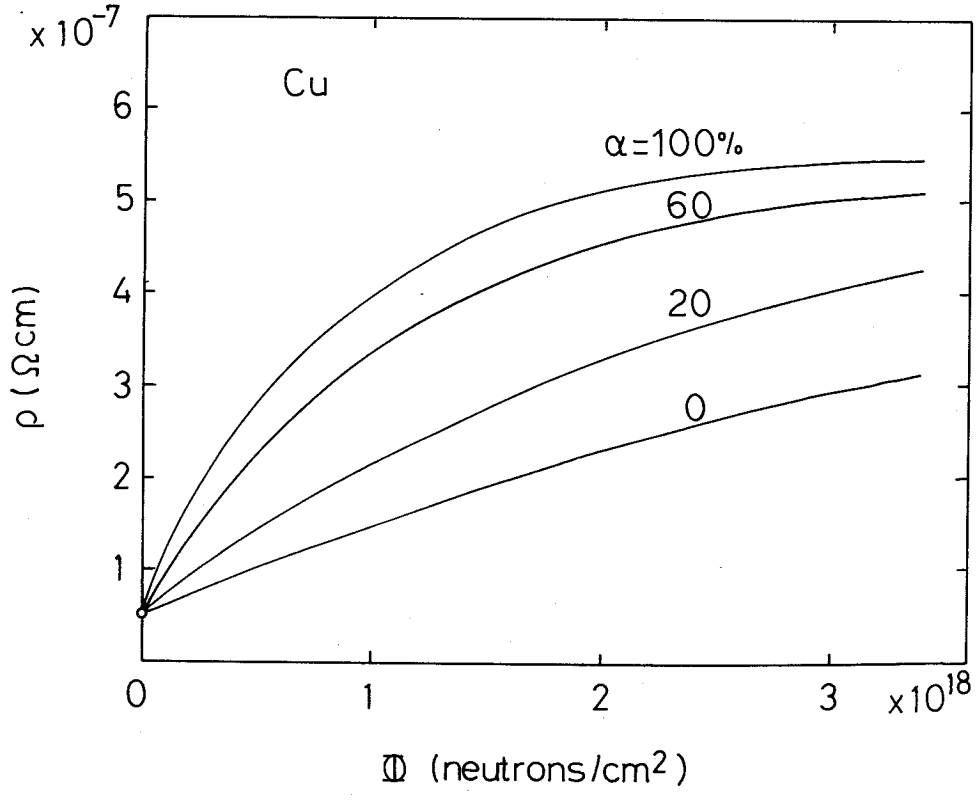


図 2.7 － 2 ；銅の核融合炉中性子照射による残留抵抗の増加
横軸：全エネルギー中性子照射線量
縦軸：残留抵抗値
照射前の残留抵抗（$\rho_0=\rho(0)$）は $5\times10^{-8}(\Omega cm)$
α は核融合中性子の割合を表す。(式(2.7－16)を参照)

2.8 考　察

— 2 領域モデルについて —

〔2.2〕節で導入した 2 領域モデルでは，高速中性子照射によって形成される損傷領域を，異なる欠陥濃度から成る 2 つの領域に分けて考えた。厳密に言えば，一般にカスケードは，金属中にランダムに形成され，それによって形成される損傷領域の微視的構造は統計的に分布しているであろう。しかし，通常の，ある有限の精度内で行なわれる電気抵抗の測定において得られる結果には，個々のカスケード詳細を反映しているのではなく，多数のカスケードの平均的な挙動の射影を観測しているものと思われる。例えば，$\delta\rho$ および ν を，夫々測定系

の ρ の観測における粗さ，および単一のカスケードによって作られる欠陥の数とする。この系で $\Delta\rho$ の変化が観測される為には，発生するカスケードの数の変化は少なくとも $\delta\rho/\rho_F\nu$ でなければならず，この数は，$\delta\rho \sim 10^{-10}\Omega cm$，$\rho_F = 10^{-5} \sim 10^{-6}\Omega cm/at.\%$，$\nu \sim 10^2$ の場合およそ $10^{14} \sim 10^{15} cascades/cm^3$ のオーダーになる。従って観測された $\Delta\rho$ の変化には，巨視的な数のカスケードの効果が関与している。この結果，個々のカスケードの詳細は $\Delta\rho$ の測定においては失われるものと考えられる。ゆえに $\Delta\rho$ の観測結果を説明する理論を作り上げるには，現象に対する何らかの粗視化が必要である。著者等はこの様な粗視化の１つとして，損傷領域が，単独のカスケードによって形成されるものと，カスケード損傷のかさなり合いによって形成されるものとを区別することを考えた。

── σ_1，σ_2 について ──

〔2.3〕節で導入した σ_1 は，中性子が単位体積当の領域１を形成する断面積という物理的意味を持つ。ところでこの領域は，単一カスケードによって生成される領域に相当するものであるから，幾何学的な形成断面積 $\Omega\Sigma$ にほぼ等しいものと考えられる。ここに Ω，Σ は夫々，カスケード体積および中性子の格子原子との衝突の巨視的断面積である。一般の金属では $\Sigma = 0.2 \sim 0.4\ cm^{-1}$ であり，又 $\Omega \sim 10^{-19} cm^3$[1,14] の程度であるので，$\Omega\Sigma = 10^{-19} \sim 10^{-20} cm^2$ となり表 2.3 － 1 の σ_1 と全く矛盾しない。個々の金属のおおよその値は，例えば熱スパイクモデルで与えることができる。このモデルでは

$$\Omega \sim (4\pi/9)(3/2\pi e)^{3/2}(E_D/N_a\, k\, T_m)$$

である。図 2.8 － 1 は〔2.3〕節で得られた σ_1 と $\Omega\Sigma$ を比較したものを表す。σ_1 は $\Omega\Sigma$ より約２倍程度大きいが，オーダ的には全く等しく，又両者はほぼ比例している。

一方，第２のパラメータ σ_2 の方は σ_1 の様な簡単な幾何学的描像を与えることはできない。又，表 2.3 － 1 に見れる σ_2 の値は各金属の間で $10^{-19} \sim 10^{-18} cm^2$ のばらつきがある。ただし，ここで少し注意しておく必要があることは，bcc金属の σ_2 の値にはかなりの誤差が含まれるということである。何故かと言えば，σ_2 を与える（2.3－15）式の計算において使われた $\Delta\rho(\infty)$，$d\Delta\rho'(\infty)/d\Delta\rho$ の実験データが十分飽和した領域の値でないからである。しかし乍ら一般に σ_2 は σ_1 よ

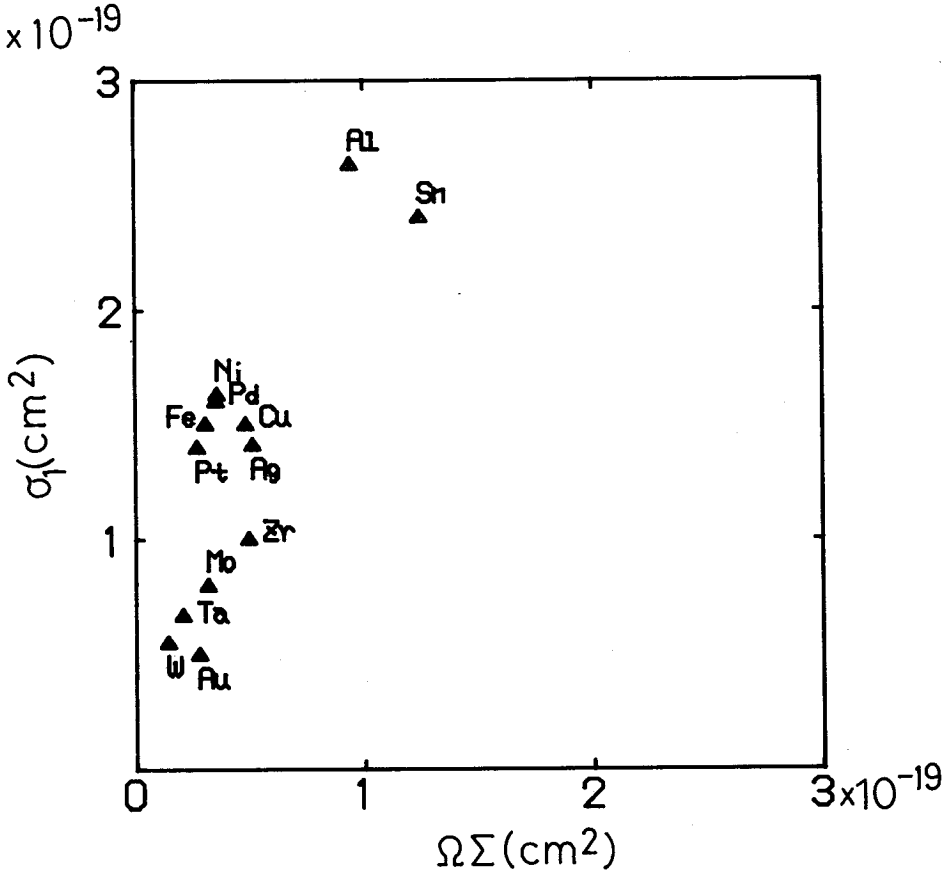


図 2.8 －1 ；様々な金属の σ_1 と $\Omega\Sigma$ の相関を表す図
横軸：カスケード領域生成断面積
縦軸：損傷領域 1 の生成断面積
Ω は熱スパイクモデルで計算したカスケード体積，
Σ は中性子の衝突断面積。

り 1 ～ 2 桁大きい傾向がある。これは次の様に解釈できる。
即ち，

$$\omega = \sigma_2 / \Sigma$$

で定義される ω を考えると，これは単一カスケードによって形成される領域 2 の有効体積を与えるものと考えられるが，この ω は Ω に比べてかなり大きい。これはカスケードのかさなり効果のために領域 2 の形成が領域 1 の形成よりもずっと効率的であることから生ずるものと思われる。

—局所焼鈍率 γ について —

〔2.4〕節で得られた N_i の局所焼鈍率 γ は，CuやAℓのそれと比べて小さい。これは〔2.5〕節の微視的立場に立った考察から熱（又は電気）伝導度の小さ さから生じていると理解される。ところでPd, Sn等の金属もNiと同程度の熱伝導度を持つが，これらの金属の γ が本章で述べたモデルに従うかどうかは興味あることであるが，この解析に必要な焼戻し実験データ等の不足から γ を決定することが出来なかった。

—負の曲率について —

Fe, Pt等の，$d\Delta\rho/dt$ vs $\Delta\rho$の曲線が上に凸になる金属においては，局所抵抗パラメターが $\rho_2 > \rho_1$ を満たすという結果を得たが，この物理的な背景についてはなお十分な解析が必要である。

—中性子エネルギースペクトル効果について —

〔2.7〕節の中性子スペクトルの議論においてなされた最も重要な仮定はρ_1, ρ_2が中性子スペクトルには無関係であるということである。この仮定は言い換るとカスケードによる局所的な領域の損傷パターンが中性子エネルギーにはあまり依存せず一定のものであるという描像を意味する。別な言い方をすれば，中性子エネルギーによって，カスケードの平均サイズは変るが，その内部の欠陥の分布状態はあまり変らないということである。この仮定の下では残留抵抗増加の飽和値は中性子スペクトルに依存しない。この仮定が正しいかどうかを実験的に調べるには例えば極端な場合として14 MeV 中性子照射実験を行えば良い。現在Guinan 等がRTNS －Ⅱを使ってこの実験を行っており，この実験結果と本理論との比較が間もなく可能になるものと思われる。

2.9 結　　言

2領域モデルを用いて，高速中性子照射による残留抵抗の増加過程を理論的に調べ，いくつかの新しい知見を得た。結果をまとめると次の様になる。

(1) 残留抵抗増加過程は，2領域の生成断面積 σ_1, σ_2 及び，夫々の領域の局所抵抗 ρ_1, ρ_2 の4つのパラメターを含む式で記述することが出来る。

(2) $\rho_1 > \rho_2$ なる金属は，カスケードによる局所焼鈍効果が存在する。

(3) 負の曲率を示す金属は局所抵抗 ρ_1，ρ_2 が $\rho_1 < \rho_2$ なる条件を満たす。

(4) $\Delta\rho$ の飽和速度は 10 ～ 14 MeV の核融合中性子の割合の増加に伴って速くなり，最も極端な場合として $\alpha = 0$ %と $\alpha = 100$ %を比べると約 3 ～ 4 倍加速される。

〔付録 2.5 － 1〕

Debyeモデルでは温度 T におけるフォノン数 $n_p(T)$ は [20]

$$n_p(T) = \sum_{i=1}^{3} \sum_{q} \frac{1}{e^{\hbar w_i(q)/kT} - 1}$$

$$= \frac{V}{(2\pi)^3} \sum_{i=1}^{3} \int \frac{dq}{exp\,(\hbar w_i(q)/kT) - 1}$$

$$= \frac{3V}{2\pi^2} \int_0^{q_D} \frac{q^2\,dq}{exp\,(\hbar sq/kT) - 1} \qquad (A\ 2.5 - 1)$$

ここに V は体系の体積，s は音速，q_D は $q_D = (6\pi^2 N_a)^{1/3}$ で与えられ，Debye温度 T_D と $\hbar s q_D = kT_D$ の関係にある。

$x = \hbar sq/kT$ と置くと（A 2.5 － 1）式は

$$n_p(T) = \frac{3V}{2\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar s}\right)^3 \int_0^{T_D/T} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}$$

$$= 9N_a (T/T_D)^3 \int_0^{T_D/T} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \qquad (A\ 2.5 - 2)$$

ここで $T \gg T_D$ のとき $x \ll 1$ であり，このとき

$$n_p(T) \approx 9N_a (T/T_D)^3 \int_0^{T_D/T} x\,dx$$

$$= (9/2)\, N_a T/T_D \qquad (A\ 2.5 - 3)$$

となる。

参考文献

(1) K. Dettmann, G., Leibfrid and K. Schroeder, Phys. Stat. Sol. vol.22 (1967) 423

(2) J. A. Horak and T. H. Blewitt, Phys. Stat. Sol. (a) vol.9 (1972) 721

(3) M. Nakagawa, K. Boning, P. Rosner and G. Vogl, Phys. Rev. B vol.16 (1977) 5285, vol.19 (1979) 742

(4) G. Duesing, W. Sassin, W. Schilling and H. Hemmerich Crystal Lattice Defects vol.1 (1969) 55

(5) R. C. Birtcher, R. S. Averback and T. H. Blewitt J. Nucl. Mai. vol.75 (1978) 167

(6) R. C. Birtcher and T. H. Blewitt, J. Nucl. Mat. vol.98 (1981) 63

(7) A. Dunlop, N. Lorenzilli and J. C. Jousset J. Nucl. Mat. vol. 79 (1979) 412

(8) L. C. R. Alfred, Phys. Rev. vol.152 (1966) 693

(9) C. P. Flynn, Phys. Rev. vol.126 (1961) 533

(10) J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiott, kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. vol.33, No.14 (1963)

(11) J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff and P. V. Thomsen, kgl. Danske Videnskab, Selskab, Mat.-Fys. Medd. vol.33, No.10 (1963) Selskab, Mat.-Fys. Medd. vol.33, No.14 (1963)

(12) J. Lindhard, V. Nielsen and M. Scharff Danske Videnskab, Selskab, Mat.-Fys. Medd. vol.36, No.10 (1968)

(13) J. A. Brinkman, J. Appl. Phys. vol.25 (1954) 961

(14) B. V. Guerard, D. Grasse and J. Peisl, Phys. Rev. Lett. vol.44 (1980) 262

(15) Peter Jung, Rad. Effects, vol.35 (1978) 155

(16) Allen N. Goland and Arthur Paskin, J. Appl. Phys. vol.35 (1964) 2188

(17) F. Seitz, Phys. Today, June (1952) 6

(18) G. Burger, K. Isebeck, J. Volkl, W. Schilling and H. Wenzl,

Z. Angew, Phys. vol.22 (1967) 452
(19) 永宮健夫、久保亮五「固体物理学」岩波書店
(20) 黒沢達美「物性論」裳華房
(21) H. G. Cooper, J. S. Koehler and J. W. Marx, Phys. Rev. vol.97 (1959) 599

第３章　絶縁材に対する放射線損傷

3.1　緒　　言

序論で述べた様に核融合炉用（超電導磁石）の絶縁材料として考えられているエポキシ，MgO，Al_2O_3 等の有機，及び無機材は多量の放射線照射（中性子＋γ線）を受ける。原子炉照射実験等から，これら絶縁材の照射効果がしだいに明らかになりつつあるがそのメカニズムを解析するには、中性子の効果とγ線の効果を分離するのが望ましい。しかし原子炉照射でこれを行うのは一般に困難で中性子だけの照射効果を明確にする研究は少ないのが現状である。

中性子損傷の特徴の１つは、局所的にカスケードが生ずることであり、γ線の様な電子励起による化学反応の誘起とは異り、多数の原子（分子）間の結合を局所的に破壊する。エネルギー E の中性子が絶縁体中の質量 M の原子核と弾性衝突を起したとき，相手原子核が得る運動エネルギー T の平均値 $\bar{T}$ は，重心系等方散乱の場合

$$\bar{T} = 2ME/(M+1)^2$$

であり最大値 T_{max} は

$$T_{max} = 4ME/(M+1)^2$$

で与えられる。エポキシ（C，H，O等の元素からなる），MgO等は比較的軽い元素から構成されており（$M=1$ ～20）従って $\bar{T}$，T_{max} は非常に大きい。例えば，$E=14$ MeVの最も極端な場合を考えると $M=1$ ～20 に対して $T_{max}=14$ ～3 MeVとなる。これは絶縁体が，その内部で高エネルギーイオン照射を受けることを意味する。このような重照射によって，材料がどのような損傷を受け，又材料の特性がどのように変るかという問題の研究は最近精力的に行われつつあるが、特に14 MeV中性子の効果についてはまだ少ないのが現状である。

一般に高エネルギーイオンと物質の相互作用においては，多くの場合，衝突カスケードによる複雑な多体反応を伴うため，２体衝突に基づく従来の理論[1,2]では説明し切れない現象がいくつかある。例えば，炉壁の表面現象であるスパ

ッタリング現象において，14MeV中性子衝撃による金属表面からのChunk放出がある[3]，これは1 μm 程度の金属塊が，表面からスパッターされる現象である。この現象は，必ずしも実験的に確立されたとは言えないが，Guinan[4]は，衝突カスケードの段階で引起される集団運動による衝撃波を仮定し，Chunk放出の可能性を論じた。一方，絶縁体の放射線損傷においてもこれと似た現象が核燃料UO_2の場合において知られている。熱中性子照射によって起る核反応に伴って，固体表面から10^4個程度のUO_2がクラスター状で放出され，放出跡にクレータが形成される現象である。これは多くの実験によって確かめられている[5~9]がそのメカニズムについては十分解明されていない。

UO_2の場合，損傷はエネルギー約80MeVの核分裂破片によって生ずる。このエネルギーは核融合炉用（超電導磁石）絶縁材中で生ずる1次ノックオン原子のT_{max}にくらべ数倍～数十倍大きい。しかし，この損傷メカニズムを調べることは，核融合中性子による絶縁体の放射線損傷を明確にする上で有用な知見を与えるものと思われる。

そこで，本章の前半において，UO_2の損傷メカニズムを衝撃波モデルで解析し，核融合炉用絶縁材においてUO_2の様な損傷効果が可能であるかどうかについて考察する。

本章の後半においては，絶縁体の点欠陥生成エネルギーについて若干の考察を行う。欠陥の基本的性質を知ることは，照射損傷によって生成された欠陥の挙動（移動，集合体の形成，転位との相互作用等）を研究する上で，非常に重要である。無機絶縁材として有望なMgO，NiO等はNaCl型結晶構造を有するイオン結合性の物質であるが，その点欠陥に関する基本的性質はまだ研究途上の段階である。そこで先ず金属の空孔生成エネルギーにおいて経験的に知られている融点との間の比例則について，理論的基礎を与えることを試みる。次にこのモデルをイオン結晶の場合に適用し，その空孔生成エネルギーを融点等から見積る一般式を導く。

3.2　衝撃波モデル

UO_2が核反応を起したときに生ずる核分裂破片は約80MeVの非常に大きなエネルギーを持つ。この重イオンは，静止するまでに，そのエネルギーの90%以上を，電子励起，即ちイオン化過程によって失う。従って非常に多くのイオンが核分裂破片の飛跡に沿って作られる。これが中和されるには10^{-12} sec 以上の時間が必要と考えられるが，この間に，イオンは互いの強いクーロン反発力の為に，飛跡の外側を強く押すことになる。Fleischer等[10]はこれをイオン化スパイク(ionization Spike)と呼んだが，このスパイクが十分強ければこの近くの領域は瞬間的に強く圧縮されることになる。その結果衝撃波の発生を引起すことになり，核分裂破片のエネルギーは，熱的なメカニズムより流体力学的なメカニズムで速やかに媒質中に移されることになる[11]。

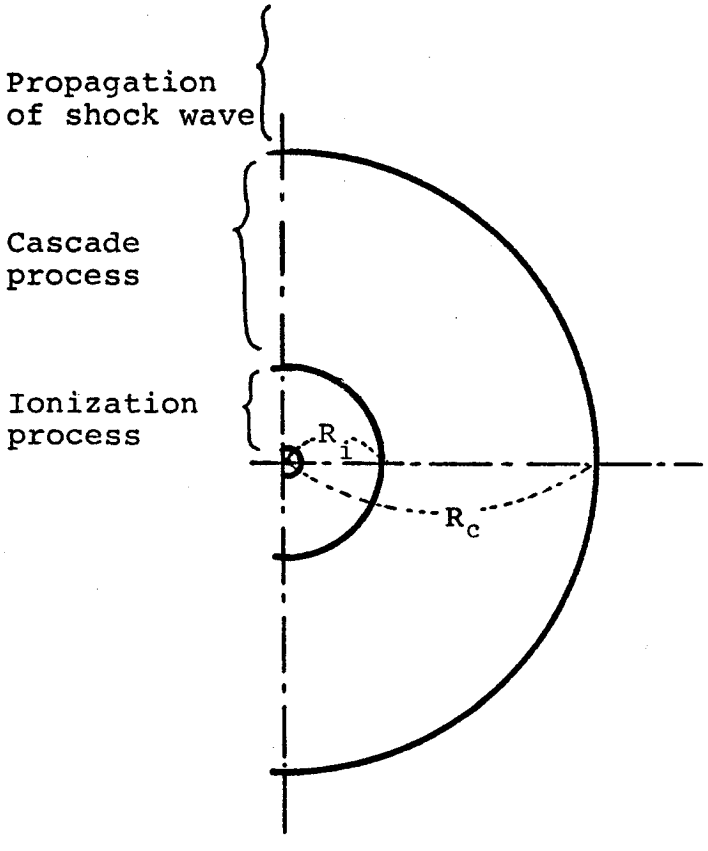


図3.2－1：核分裂破片によって引起される反応過程の模式図。
核分裂破片は紙面に垂直に走る。
R_iはイオン化領域の半径，R_cはカスケード領域の半径。カスケード領域の末端で衝撃波が発生し伝播する。

この過程をもう少し詳しく考える。議論を簡単にする為，スパイク過程を3つの段階に分けて見る。先ず第1に核分裂破

片（以下F.F.と略す）のエネルギーの大部分はイオン化された原子の静電ポテンシャルエネルギーに変換される。次の段階でこのポテンシャルエネルギーは原子の運動エネルギーになり，この原子は囲りの原子との衝突カスケードを通じてそのエネルギーを失う。この原子のエネルギーは小さく1KeV以下であるので，平均自由行程が$10^{-8}cm$のオーダとなるので多体衝突が頻繁に起ると考えられるが，カスケードの最終段階での原子の平均速度がこの媒質の音速を越えていると，カスケード前面の原子は，ハンマーとして働き，カスケード前面の媒質を圧縮することになる。この結果，カスケードの終りで衝撃波が発生することになる。この様子は図3.2－1に模式的に示してある。

3.3　発生衝撃波の基礎方程式

衝撃波が伝幡してゆき固体表面に達し，そこで反射されたとき，表面の一部がはぎ取られることはよく知られている[12]（unloadingと呼ぶ）。この現象が3.1で述べたクラスタリングとよく似ていることは興味あることである。そこでこれらの関係をもう少し定量的に調べてみる。

イオン化領域は，ほぼ，F.F.の飛跡に沿った円柱状と考えられる。F.F.の飛跡Xから$X+\Delta X$の間でイオン化された原子の平均エネルギーは

$$\varepsilon(R_i, X) = (\Delta E/\Delta X)_e/(\pi R_i^2 \rho_o)$$

で与えられる。ここに$(\Delta E/\Delta X)_e$はF.F.の電子的阻止能で，R_iはイオン化領域の半径，ρ_oはUO_2の数密度である。このイオン原子は，衝突カスケードによって，そのエネルギーを失う。その平均飛程は$\varepsilon(R_i, X)$の関数として核的阻止能から求められる。従って巾ΔX，半径R_cの円柱領域内の原子の平均エネルギーは，

$$\varepsilon(R_c, X) = \varepsilon(R_i, X)R_i^2/R_c^2$$
$$= (\Delta E/\Delta X)_e/(\pi R_c^2 \rho_0) \qquad (3.3-1)$$

$(R_c - R_i)$はもちろんカスケード中のイオン原子の平均飛程を意味する。図3.3－1に$\varepsilon(R_i, X)$，$\varepsilon(R_c, X)$をXの関数として描いてある。この図から判る様に$\varepsilon(R_c, X)$は$X < 1\,\mu m$程度の付近で，圧縮エネルギーC（～25 eV）の

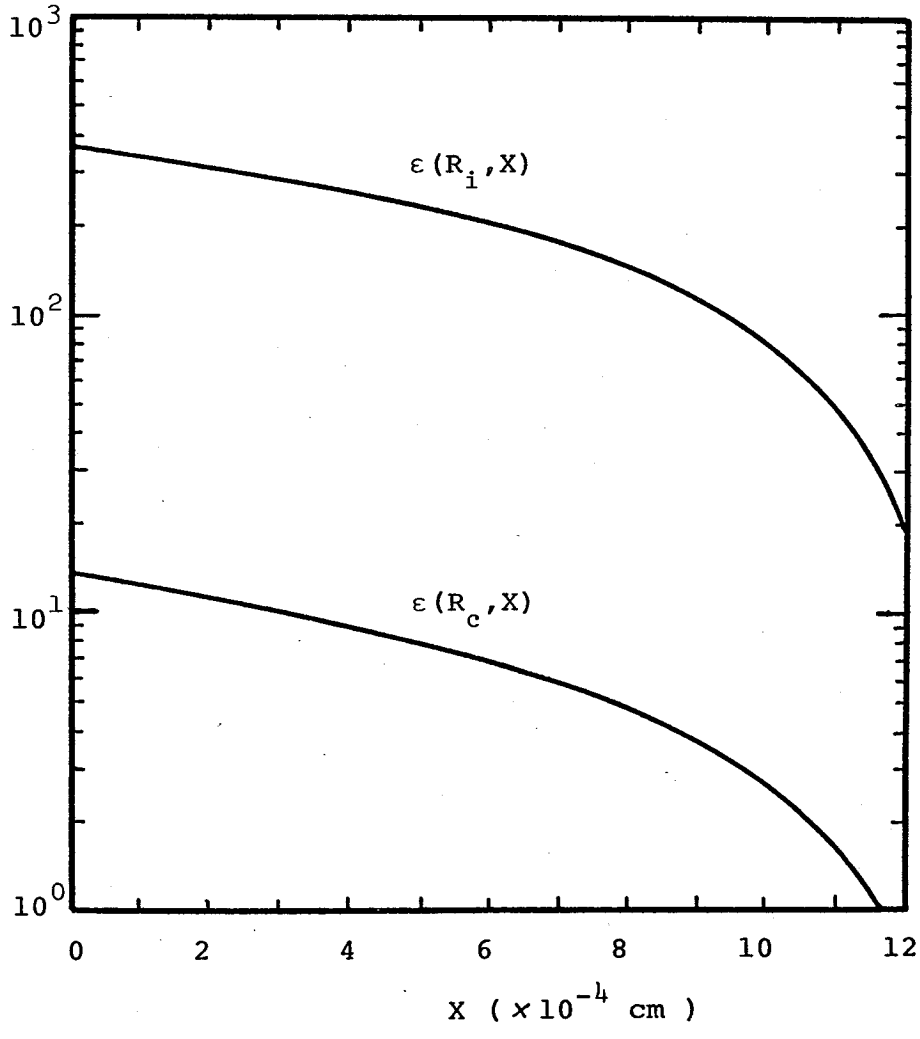


図 3.3 − 1　核分裂破片によって励起された原子の平均運動エネルギー。

横軸：核分裂破片の進行方向に沿って測った長さ X。

縦軸：イオン化領域における原子の平均エネルギー，及びカスケード領域における原子の平均エネルギー。

$0 < X \lesssim 1\ \mu m$ の範囲で $\varepsilon(R_c, X)$ が $\frac{1}{2}Mv_S^2$ (~12.5 eV) を越えていることに注意。

半分を越えることが出来る。Cは原子の質量M，及び音速v_Sを使って，$C = Mv_S^2$ で与えられるから，カスケード中のイオン原子の速度は音速を越え，イオン化スパイクによって圧縮が十分可能である。

さて発生した衝撃波は，流体力学の基本式

$$〔\ \rho v\ 〕= 0 \qquad (3.3-2)$$

$$〔\ M\rho v^2 + P\ 〕= 0 \qquad (3.3-3)$$

$$〔\ (1/2Mv^2+W)\rho v + Pv\ 〕= 0 \qquad (3.3-4)$$

に従って伝播する[13]。ここにvは衝撃波面の速度Gから見た，質量流速，従って静止系から見た速度uと$v = G - u$の関係がある。かっこ〔…〕は衝撃波面の前後でこれらの量が保存されることを表す。Wは内部エネルギー，Pは圧力であり，これらは弾性項と加熱項に分けられる。即ち

$$W = E_{comp} + E_{therm} = C(h-1)^2/2h + E_{therm} \qquad (3.3-5)$$

$$P = P_{comp} + P_{therm} = C\rho_0(h^2-1)/2 + \gamma\rho E_{therm} \qquad (3.3-6)$$

ここにhは圧縮比 $h = \rho_1/\rho_0$ であり，記号1,0は波面の前後の量であることを区別する。又γはGruneisen係数で5/6の値を持つ。(3.3-2)～(3.3-4)からvを消去して，よく知られたRankin-Hugoniotの関係を得る。

$$(P_0 + P_1)(h-1) = 2\rho_0(W_1 - W_0) \qquad (3.3-7)$$

さらに(3.3-5)～(3.3-6)を(3.3-7)へ代入して

$$W_1 = C(h-1)^2(h+11)/\{2h(17-5h)\}$$

$$P_1 = C\rho_0(h-1)(h+11)/(17-5h) \qquad (3.3-8)$$

又(3.3-2)，(3.3-3)，(3.3-8)より

$$Mv_0^2 = C\cdot h(h-1)/(17-5h) \qquad (3.3-9)$$

を得る。

最終段階におけるカスケード中の衝突原子の平均速度は，衝撃波の形成の瞬間の衝撃波面の速度と連続的につながるべきであるから，近似的に

$$Mv_0^2(R_C, X)/2 = \varepsilon(R_C, X)$$

と置くことができる。従って(3.3-9)式から，この時点での，圧縮比hが決り，さらに(3.3-8)からP_1が求まる。

図 3,3－3は h と，P_{comp} を X の関数として描いたもので，X < 5000Å程度の領域で P_{comp} が unloading の起る臨界圧 P_{criti}～30Kbar を越える。さて，この衝撃波が表面をはぎ取る過程は，次の様に考えられる。先ず圧縮波が表面で反射すると，圧力分布は進行波と反射波の合成から成る。反射波は負の向きの圧力分布を持つから，反射が起った瞬間において固体表面層は引張り応力を受けることになり，もしこの応力が破断応力を越えていると固体表面がはぎ取られる。

3.4 スパッター原子数比

次に衝撃波モデルで放出される表面原子の数比を求める。このためには，衝撃波の減衰を考慮しなければならない。質量流 $u_1(R, X)$ の減衰は次式で与えられる[14]。

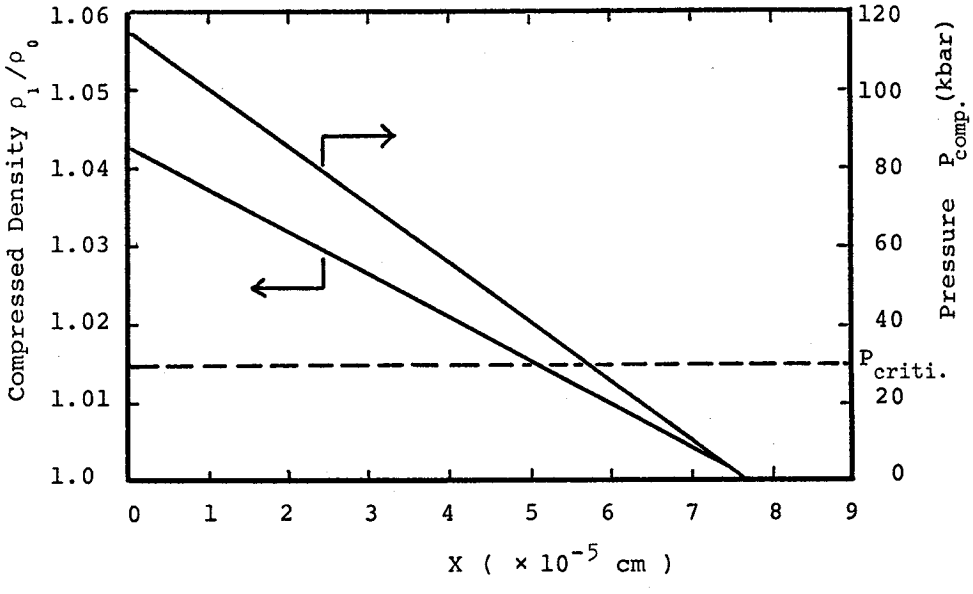


図 3.3－3：衝撃波が発生した瞬間における圧縮比 ρ_1/ρ_0 と圧縮比 P_{comp} の X 依存性。
$0 < X \lesssim 0.6\,\mu m$ の範囲で P_{comp} が破断強度 P_{criti} を越えていることに注意。

$$u_1(R,X) = u_1(R_c,X)(R_c/R)^{1/2}\{1 - B(R_c,X) + B(R_c,X)(R/R_c)^{1/2}\}^{-1/2} \qquad (3.4-1)$$

ここで，

$$B(R_c,X) = 8u_1(R_c,X)R_c/\{3v_s \Delta L(R_cX)\}$$

$$\Delta L(R_c,X) \simeq (R_c - R_i)/2$$

一方 (R,X)における $h = h(R;X)$ は (5.3－9)より，次式を満たす。

$$Mu_1^2(R,X) = C\{h(R,X)+11\}\{h(R,X)-1\}^2/\left[h(R,X)\{17-5h(R,X)\}\right] \qquad (3.4-2)$$

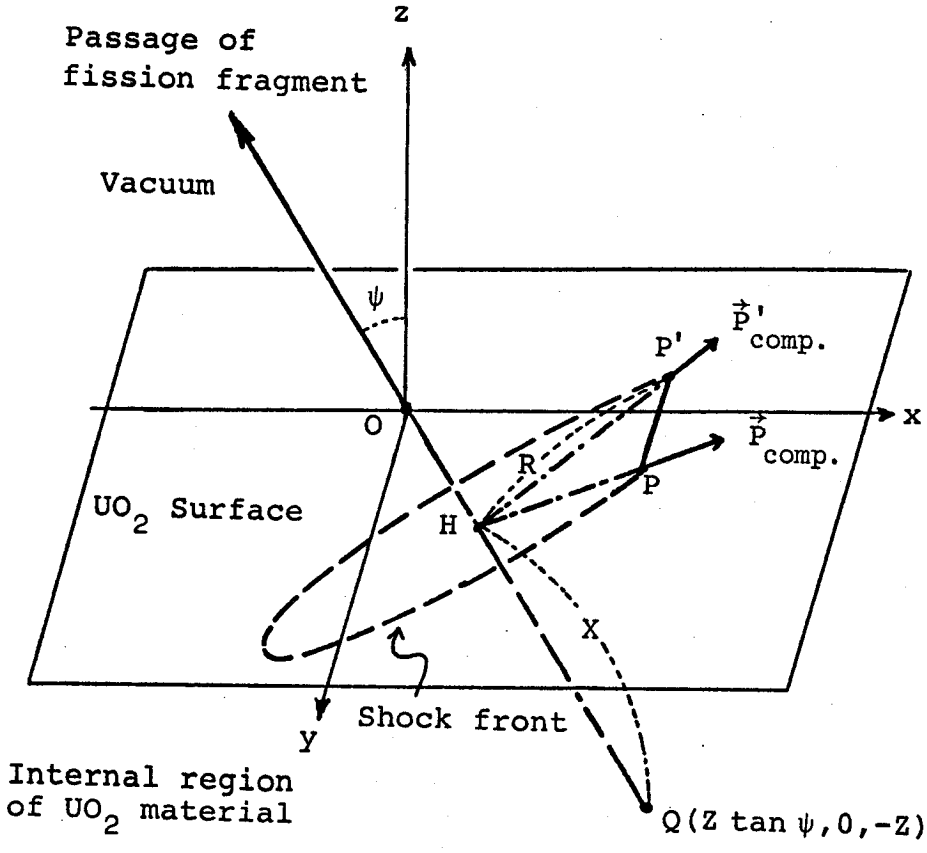


図3.4－1：衝撃波の伝幡の様子を表す模式図。
Q：核分裂破片の発生点
PP'：衝撃波が伝幡して表面に達したとき波面とUO_2表面の交わりを表わす。
Ψ：核分裂破片の進行方向とUO_2表面のなす角。核分裂破片は表面上の点(0,0,0)から飛び出る。

ここに（3.3－2）式より得られる関係 $u_1=v_0-v_1$

$=v_0(h-1)/h$

を使った。

さて $P_{comp}(R,X)$ は，(5.3－6) 式から判るように

$P_{comp}(R,X)=C\rho_0\{h^2(R,X)-1\}/2$

（3.4－3）

から求めることが出来る。

いま図3.4－1の如く UO_2 表面からの深さ Z で，方向 Ψ へ走るF.F.を考える。表面のはぎ取りが起る限界領域は，表面上で

$P_{comp}(R,X)(\vec{HP}\cdot\vec{n})/R=P_{criti}$

（3.4－4）

なる部分であり，これは又，表面上に生成されるクレータを決定する。ここに $\vec{n}$ は表面に

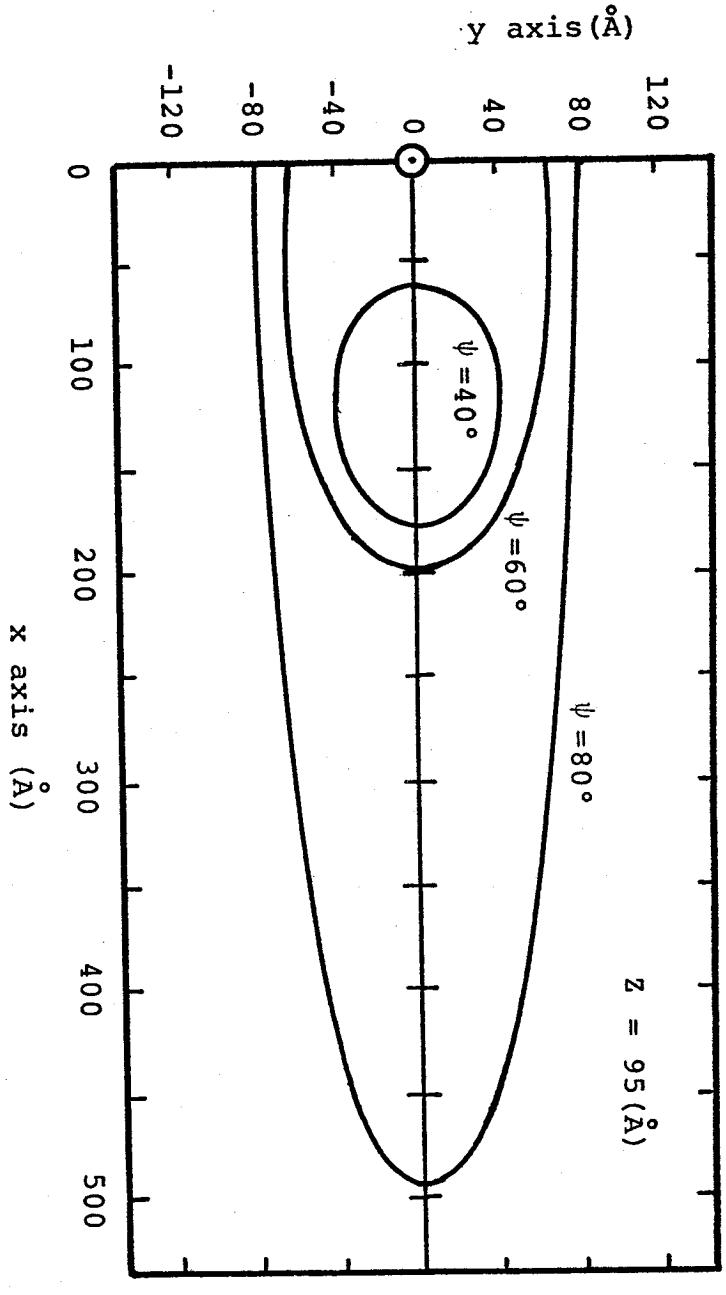


図3.4－2 a　表面クレータの形状の計算結果
$Z=95$ Å は核分裂破片の発生深さ。
核分裂破片の進行方向によってクレータの形状及び大きさが異なる。

垂直に立てたZ軸方向の単位ベクトルである。図3.4－2 aは，これより求めたクレーターの形状を示し，Biersack等[5]が観測した形状と大きさにおいて，よく一致する。（図3.4－2 b）

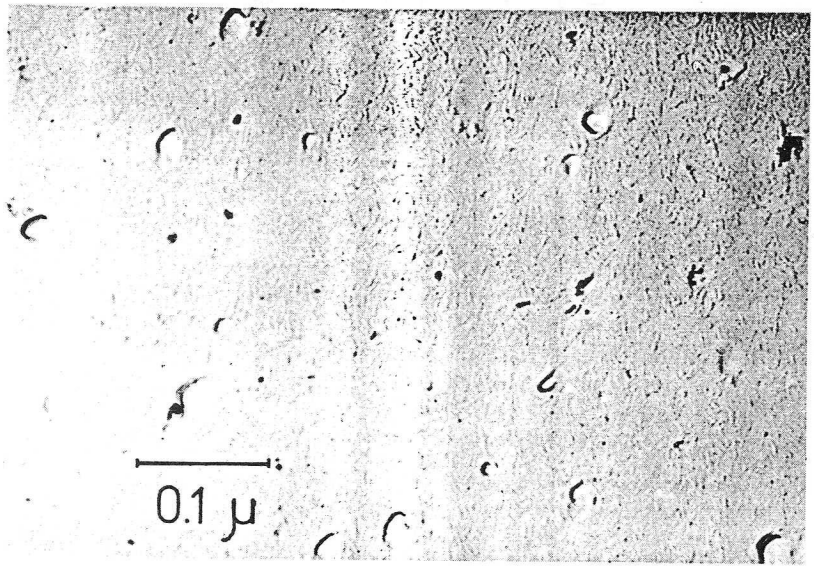


図3.4－2 b　UO_2表面のクレータの電子顕微鏡写真
（Biersack等[5]による。）

さて最後にスパッター原子数比を求める。衝撃波の巾$\Delta L(R,X)$は，

$$\Delta L(R,X)=\Delta L(R_c,X)\{1-B(R_c,X)+B(R_c,X)(R/R_c)^{1/2}\} \tag{3.4-5}$$

に従って変化する[13]ことを考慮して，スパッタ原子数比Sを次式から求める。

$$S=N_u\ /\ N_f \tag{3.4-6}$$

ここに

N_u＝スパッターされるU原子数

$$=\Sigma_f\,\phi_n\iint n_u(Z,\Psi)\,d\Psi\,dZ \tag{3.4-7}$$

N_f＝放出するF.F.

$$=\Sigma_f\,\phi_n\,d\{1-d/(2L)\} \tag{3.4-8}$$

ただし，$\Sigma_f\phi_n$は核分裂密度，dは試料厚さ，LはF.Fの飛程である。（3.4－

7）の n_u は

$$n_u(Z,\Psi)=\rho_0\int\int \Delta L(R(x,y),X_{(x)})\,dx\,dy \qquad (3.4-9)$$

で与えられる。図3.4－3中の実線は，数値計算の結果を示し，S を試料厚さ d に対して描いてある。図中黒丸はBeisack等の実験データを示し，理論とよく一致する。

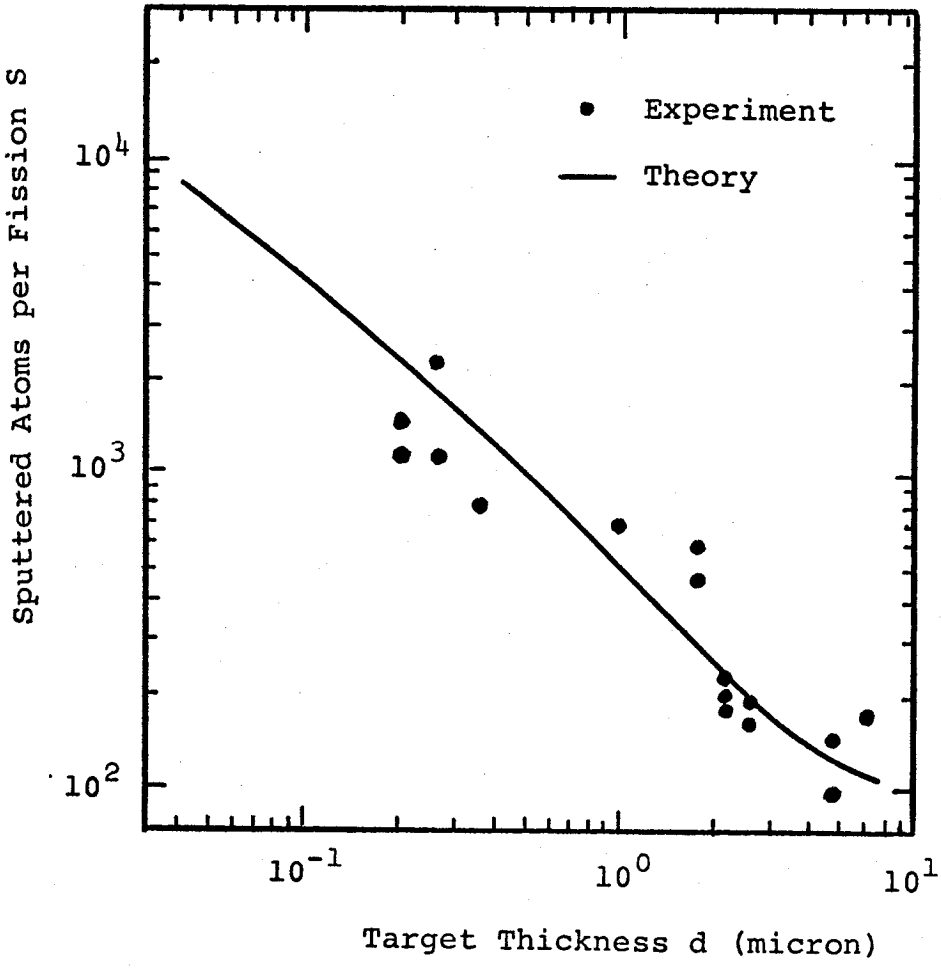


図3.4－3：スパッター比の試料厚さ依存性
横軸：試料厚さ
縦軸：UO_2 表面からスパッターされるクラスター状のウラン原子数を放出核分裂破片の数で割ったスパッター比。
実線は理論値，黒丸はBiesack等[(5)]の実験データ。

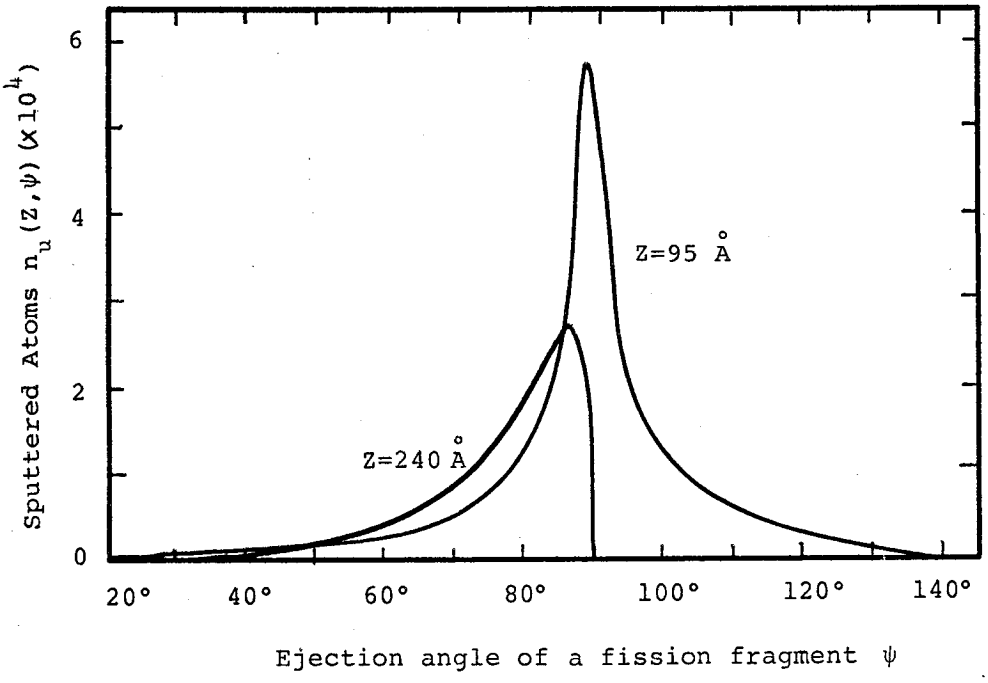


図 3.4－4 ：放出ウラン原子数の核分裂破片進行方向依存性
横軸：核分裂破片の放出角 Ψ
縦軸：スパッター原子数 n_u
$\Psi = 90°$，即ち，核分裂破片が試料表面に平行に走ったときにできる衝撃波が最も多くの原子をスパッターする。

又図 3,4－4 は，スパッター原子数の角度分布を示し，F.F.が試料表面に平行に走った時が最も大きくなるが，これは，衝撃波モデルの特徴である。

以上において，UO_2の核分裂破片損傷によるクラスク放出を衝撃波モデルで解析した。実験結果との良い一致は，モデルの妥当性を与えているものと思われる。

3.5 空孔生成エネルギーと融点

一般の融点の高い物質程，空孔（vacancy）の生成エネルギーが大きい。特に純金属では空孔生成エネルギーを W，その金属の融点を T_m とすると，

$$W \approx 10\ k\ T_m \qquad (3.5-1)$$

という非常に簡単な関係があることが古くから経験的に知られている[15-16]。ここに k はBoltzmann 定数である。イオン結晶では（3.5－1)の様な単純な関係はないが，T_m の大きい結晶程Wが大きいという相関は存在する。所でWが何故（3.5－1）式の様な単純な法則に従うのかという論争は，多くの研究者の間で行なわれて来たが，結局，Wと T_m の比例係数 10 k に対する理論的基礎を与えるには致っていない。

所でWが T_m に比例するという現象は，定性的には次の様に解釈されよう。即ち，Wと T_m は共に原子間同志の結合力に依存するであろう。そして両者共，この結合力が増加するにつれて大きくなる。従って T_m の高い物質程，Wも大きくなるということになる。所がこれは，比例関係（3.5－1）に対する完全な説明とは言えない。何故かと言うと，この説明では，比例係数が結晶構造に左右されても良さそうであるが，経験式（3.5－1）はｂｃｃ 金属でもｆｃｃ金属でも，又他の結晶構造（例えばｈｃｐ)でも一般的に成り立つ。従って比例係数10 k は「普遍定数」であると考えられる。このことはWと T_m の比例性が，空孔生成の何かもっと本質的な所から生じていることを暗示していると思われる。

さて（3.5－1）式に対する定量的な議論もいくつかなされた。Doyama等[16]は空孔生成エネルギーWを計算する為に，準化学的な方法を導入した。即ち，空孔の生成と融解は共に同じような最近接のボンドの切断を必要とすると考えて $W \propto T_m$ を導いた。しかし比例係数は液体状態と固体状態における配位数に依存する。一方，自己拡散の活性化エネルギーと融点の比例関係から，間接的に（3.5－1）を導くこともできる。何故ならWは活性化エネルギーに比例するからである[16-22]。例えばBraune は[22] Lindemann の液体理論[23]を基にして，自己拡散の活性化エネルギーと融点の関係式を導いた。比例係数は分極率と原子半径に依存するもののいくつかの金属ではほぼ一定であり，その値は実験値に近いものであった。従って自己拡散の活性化エネルギーと空孔生成のエネルギーの比例関係式を導くことが出来れば，間接的ではあるがWと T_m の関係を得ることが出来るであろう。

しかし，非常に単純な関係式（3.5－1）は，２つの全く独立な現象，即ち，

空孔生成現象と融解現象の間の，何かもっと直接的な関連を暗に示しているように思われる。融解の機構を格子欠陥モデルで取扱う方法[24-26]がいくつか行なわれているから，これから直接WとT_mの関係を導くことが考えられる。しかし，これは適切な方法とは言い難い。なぜなら融解が格子欠陥によって起るという考え方は，必ずしも一般的に妥当なモデルではないからである。一方，自己拡散に関する実験結果を説明する為に，空孔領域の液体状モデルが提唱された[28,29]。例えばNachtrieb等[28]によると，自己拡散の活性化エネルギーは，融解熱に比例するというのであるが，この実験結果を説明するために，彼等は，「拡散現象においては空孔が動くというよりも，むしろ空孔近傍の緩和した液体状態の原子が動く」と考えた。そして比例係数16.5は其様な緩和原子の平均数であるという。しかし，もしも，この緩和原子が純粋に液体状態にあるとすれば，この原子は平均$4\,k\,T_m$のエネルギーを持つから空孔生成エネルギーは非常に大きくなり，($16.5\times 4\,k\,T_m = 66\,k\,T_m$)，経験式(3.5－1)から大きくずれる。（注．融点直下の固体の原子1個当りの平均エネルギーは$3\,k\,T_m$であり，融解熱が原子1個当り$k\,T_m$であるから融点における液体原子1個当りの平均エネルギーは$4\,k\,T_m$である。）

以上述べた様に，$W\propto T_m$なる関係は定性的には理解出来る。しかし，従来のモデルでは，比例係数$10\,k$がほとんど普遍定数に近いことを，一般的な方法で導くことは難しい。

3.6　液体モデル

この困難を克服するために，以下の如き新しいモデルを導入する。先ず今一度，空孔生成過程と融解過程の関連を別の見地から考えてみる。本来融解とは，巨視的な数の原子が係わる巨視的現象であるが，空孔生成過程とはやはり，いくつかの類似性が考えられる。熱的に空孔が生成されるには，結晶の表面近くの原子が結晶表面上へ変位しなければならない。一方融解が始まると，原子は次々と固体状態から液体状態へ遷移する。これらの2つの現象の瞬間において，原子は一種の“並進運動”(translational motion)を経験する。この運動は，

平衡格子点のまわりの格子振動から大きくずれた変位運動である。この変位運動を引起すには，原子間ポテンシャルを原子の変位量で展開したときの高次の項を励起しなければならないであろう。双方の現象がこの様な同一の原子間ポテンシャルの高次の項に関連している以上，Wと T_m の間に何らかの直接的関係が存在すると考えるのは自然である。

さて，表面近くの原子が表面上に変位し，1個の空孔が形成できる為には，この原子が十分なエネルギーを持たねばならない。ここで，この原子の変位運動が，融解過程において固相から液相へ遷移する際の translational な運動と類似のものであると仮定する。すると空孔生成過程は，原子をその変位中において“固体状態”から“液相状態”へジャンプさす過程と見なすことが出来る。但しここで注意しなければならないことは，この描象は，原子が変位中にある時にのみ適用されるべきであり，変位後，再び安定な位置（即ち，原子間ポテンシャルの極小点）に落着けば原子は最早や液体状態にない。従って，空孔生成エネルギーWは，原子を固体状態から液体状態へ一時的にジャンプさす遷移エネルギーに等しい。所で，すでに述べた如く，固体状態とか，液体状態という概念は本来，巨視的な数の原子から成り立っている系に対してのみ用いられるべきものである。そこで，上記の空孔生成モデルと相似な巨視的モデルを考える。即ち，ある十分大きなエネルギーεが，結晶表面上の一点に与えられ，このエネルギーがすべて空孔生成に使われたとすると，この領域の多くの原子は固体状態から液体状態へ一時的にジャンプする。巨視的な数の原子に対してはこの過程は表面上の一点（但し巨視的な点）の融解と見ることが出来る。いまεのエネルギーを結晶表面に与えることによってn個の原子を含む領域が融けたとすると，1原子当りの融解に使われたエネルギーはε/n である。このエネルギーは，熱平衡状態において，液体状態にある原子の平均エネルギーに相当するのではなく，原子を固体状態から液体状態へジャンプさすのに必要なエネルギーと考えるべきである。

さて，このn個の原子の融解が，n個の空孔の生成に相当すると考えて見る。すると空孔1個の生成エネルギーWは，

$$W = \varepsilon / n \qquad (3.6-1)$$

となる。ε による融解領域の体積 V でこの式を書き変えると，

$$W = \varepsilon / V N_L \qquad (3.6-2)$$

ここに N_L は液体状態における原子密度である。

融解体積 V は，エネルギー ε を瞬時に表面上の一点に与えたときに融点を越える領域の最大体積として与えられるであろう。V を求める為に，この動的な融解過程を，熱エネルギーの拡散方程式を用いて記述してみる。この方法は，放射線損傷の分野でSeitz[27]が導入したのと類似の方法である。(Seitzは，十分大きなエネルギーを持った粒子の照射によって生ずる損傷領域の体積を計算する為に，これを熱エネルギーの注入による損傷と見て熱伝導の方程式を用いた。)

さて，ε のエネルギーが与えられた所を，図3.6－1の様に座標原点に取り，その瞬間を時刻 $t = 0$ とする。その後の時刻 t，場所 (x, y, z) における温度を $T(x, y, z, t)$ とすると，$T(x, y, z, t)$ は初期条件

$$T(x, y, z, 0) = \delta(x)\delta(y)\delta(z)\varepsilon / C \qquad (3.6-3)$$

を満たす。ここに C は高温における比熱であり，$\delta(x)$ は Dirac のデルタ関数で

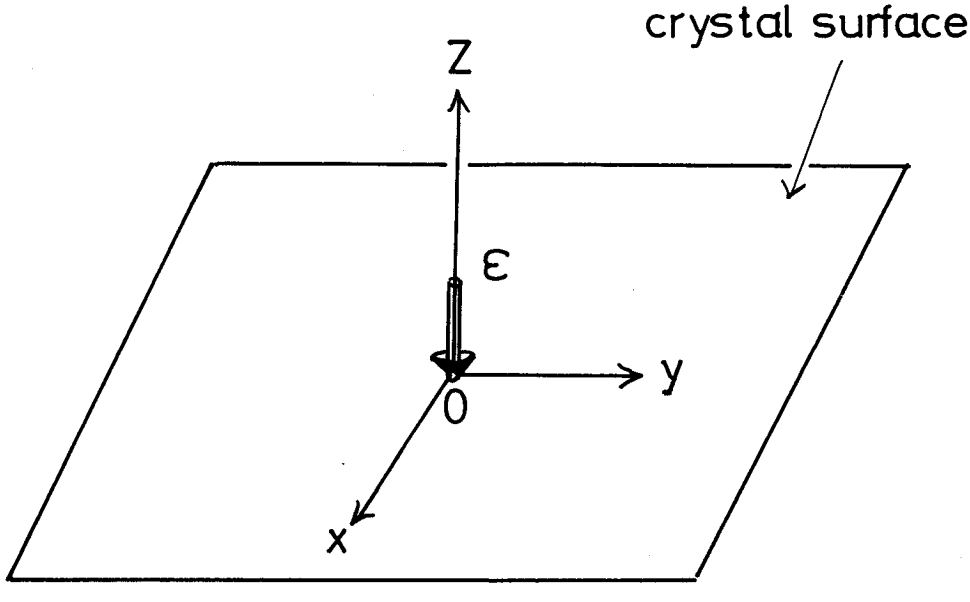


図3.6－1：エネルギー ε の注入による結晶表面の融解

ある。簡単の為，結晶内部でTの分布は半球対称であるとし，なおかつ最も基本的な拡散方程式

$$\partial T(x,y,z,t)/\partial t = D\nabla^2 T(x,y,z,t) \qquad (3.6-4)$$

に従うものと仮定する。ここにDは熱拡散係数である。初期条件（3.6－3）の下で，(3.6－4)は，ガウス型の解

$$T(x,y,z,t)=2(\varepsilon/C)(4\pi Dt)^{-3/2}exp-\{(x^2+y^2+z^2)/4Dt\} \qquad (3.6-5)$$

を持つ。従って融解領域の半径$R(t)$は$T \geqq T_m$なる領域の半径であるから(3.6－5）より

$$R(t)=\left[4Dt\ell n\{(2\varepsilon/CT_m)(4\pi Dt)^{-3/2}\}\right]^{1/2} \qquad (3.6-6)$$

として得られる。これは図3.6－2に示したように時間と共に増えるが，時刻

$$(4\pi eD^{-1})(2\varepsilon/C\,T_m)^{2/3} \qquad (3.6-7)$$

において最大となり，その後は収縮の一途をたどる。このときの最大値は

$$(3/2\pi e)^{1/2}(2\varepsilon/C\,T_m)^{1/3} \qquad (3.6-8)$$

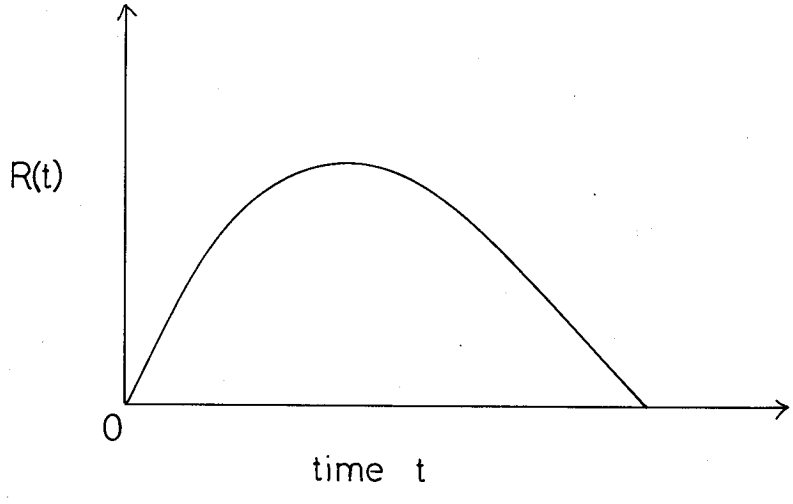


図3.6－2：融解領域の半径$R(t)$の時間の依存性
熱の拡散に伴って$R(t)$は時間と共に増えるが，ある時刻で最大値を取った後，減少してゆく。これ熱エネルギーの拡散による温度の低下から起る。

であるから，エネルギー ε によって融かすことの出来る領域の体積 V は

$$V=(4\pi/3)(3/2\pi e)^{3/2}\ \varepsilon/C\ T_m \qquad (3.6-9)$$

となる。(3.6－9) を (3.6－2) へ代入して

$$W=(3/4\pi)(2\pi e/3)^{3/2}\ C\ T_m\ /N_L \qquad (3.6-10)$$

を得る。この式で比熱 C は T_m よりずっと高い温度の値を取るべきである。何故なら $t=0$ において，表面上の原点は，融点をはるかに越えていると考えるべきであるからである。形式的には，C は $T=\infty$ での値を取れば良いであろう。比熱に対するこの極限値はDebyeの理論[30]から容易に知れる。即ちDebye理論によれば高温での比熱は $3N_sk$ で与えられる。ここに N_s は固体における原子密度である。ゆえに (3.6－10) 式で $C=3N_sk$ と置くと

$$W=3\ (3/4\pi)(2\pi e/3)^{3/2}(N_s/N_L)\ k\ T_m \qquad (3.6-11)$$

となる。この式は W が N_s/N_L，及び T_m に比例していることを示している。所が一般に金属では，固体と液体における数密度の差は小さい（数%以内）から，$N_s \approx N_L$ と考えると (3.6－12) 式は

$$W \approx 3\ (3/4\pi)(2\pi e/3)^{3/2}\ k\ T_m \ \approx 9.7\ k\ T_m \qquad (3.6-12)$$

となり，経験式 (3.5－1) と非常に良く一致する結果が得られる。図3.6－3にいくつかの金属の W の実験データと理論式 (3.6－12) を，横軸 $k\ T_m$ に対して描いてある。

3.7 イオン結晶の場合

イオン結晶に対して，空孔生成の液体モデルがそのまま適用できるものとすると (3.6－12) 式を使って直ちに空孔生成エネルギーの理論値が得られる。所が表3.7－1に示した如く，ほとんどすべてのイオン結晶（アルカリハライド）の実験値は，融点と強い相関はあるものの，(3.6－12)式から得られる理論値よりも約2倍程度大きい。この事実は液体モデルにおける空孔生成の描象と，現実の現象の間に何らかのずれが存在することを暗示していると思われる。つまり，(3.6－12) 式が与える W の値はイオン結晶の空孔生成エネルギーには対応しないものと考えられる。

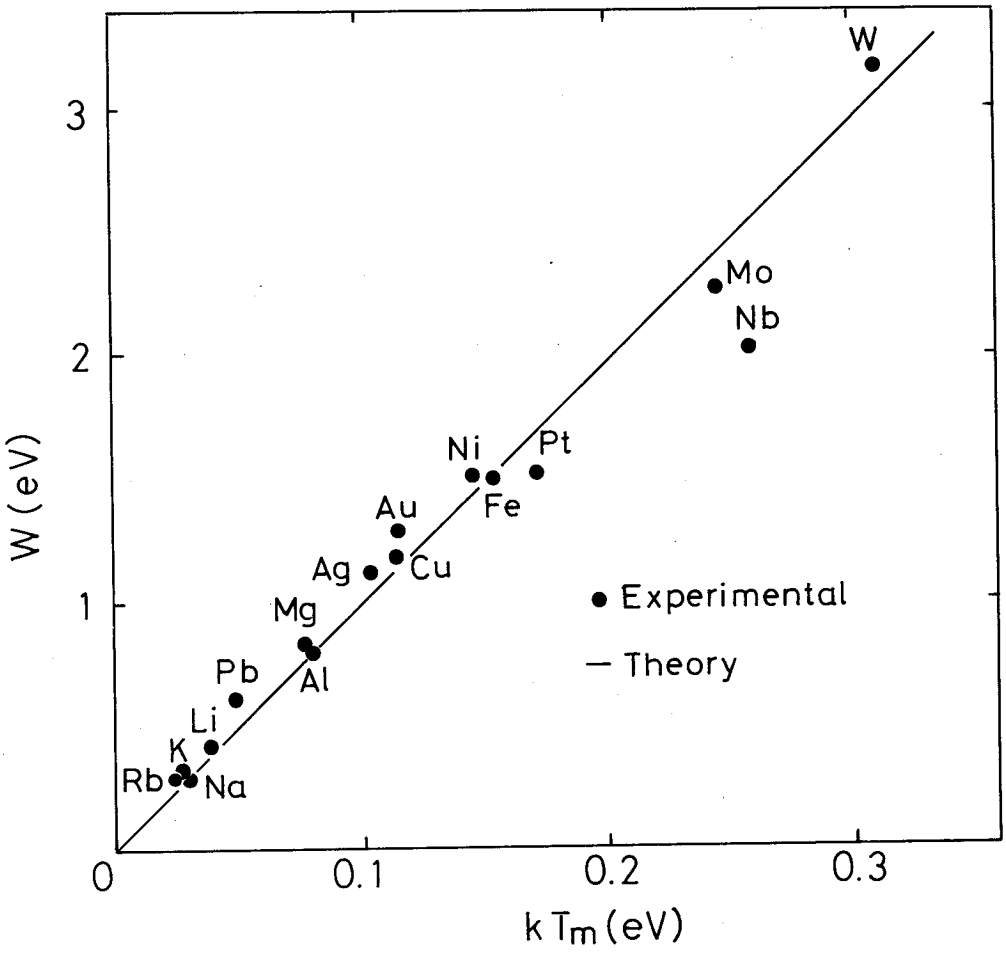


図 3.6－3：空孔生成エネルギーと融点の関係

横軸：融点 T_m にボルツマン定数を掛けたもの
縦軸：空孔生成エネルギー W
黒丸は実験データ，直線は理論式(3.6－12)

(3.6－12)式を直接イオン結晶に適用することによる失敗は,次の様に解釈される。イオン結晶の場合，これが熱平衡にあるとき，結晶内に存在する欠陥は主にSchottky型のものである[31]。即ち，陽イオン空孔と陰イオン空孔の生成エネルギーが異なるにもかかわらず，両イオン空孔は同じ数だけ生成される。これは，イオン結晶であるが由に，一方のイオン空孔だけが選択的に生ずることは電荷バランスをくずす為に許されないのである[32]。例えば，陽イオン空孔を生

表 3.7 − 1

Alkali halide	$W = 9.7\,kT_m$ (eV)	Exp. (eV) *
NaCl	0. 899	2. 18
NaBr	0. 862	1. 72
KCl	0. 891	2. 26
KBr	0. 841	2. 30
RbCl	0. 828	2. 04
AgCl	0. 618	1. 08

*) AgClは参考文献(34), その他のアルカリハライドは参考文献(31)より抜粋。

成するには陽イオンを結晶表面へ変位しなければならないがこれによって結晶表面は正に帯電し，結晶内部では負に帯電する。これは等価的に陰イオン空孔の生成エネルギーを下げることになり陰イオン空孔の生成が促進される。従って熱平衡状態で観測される空孔生成エネルギーW'は、陽イオン空孔生成エネルギーW_+，及び，陰イオン空孔生成エネルギーW_- の和である。即ち

$$W' = W_+ + W_- \qquad (3.7-1)$$

一方，液体モデルで取扱った空孔というのは，その集団的な生成過程が，融解過程と同一視できる様なものであった。所で，いくつかのイオン結晶融解過程においては欠陥同志間のクーロン相互作用が重要な役割を果たしていると考えられるから[33]，液体モデルをイオン結晶に適用するならば，そのモデルの対象とする空孔は何か，互いに相互作用している空孔と考えるべきであって，生成エネルギーが (3.7 − 1)で与えられる様な独立な空孔ではないであろう。

さて，それではイオン結晶において，液体モデルが対象とする空孔，即ち，その生成エネルギーが (3.6 −12)式で与えられる様な空孔は何であるか？ もしイオン結晶の融解機構を支配しているものが互いに相互作用している欠陥であるとするならば，そして又，空孔の生成が融解過程と同一視することが出来る

ならば，(3.6－12) 式で与えられたWは，互いに相互作用している陽イオン空孔と陰イオン空孔の生成エネルギーと考えて良いであろう。そこで (3.6－12) 式は陽イオン一陰イオンの複合空孔 (divacancy)の生成エネルギー，即ち最隣近する陽イオンと陰イオンを同時に取り去って中性の空孔をつくるエネルギーと仮定して見る。これを新ためて$W_{\pm}$と書く。

$$W_{\pm} = 9.7\ k T_m \qquad (3.7-2)$$

さて，独立な陽イオン空孔と陰イオン空孔を生成するには，先ずdivacancyを1つ生成し，次にこれを，夫々のイオン空孔に解離すれば良いから，divacancy を構成している陽イオン空孔と陰イオン空孔の結合エネルギーを$U_{\pm}$とすると，イオン結晶の空孔生成エネルギー (3.7－1) は

$$W' = W_{\pm} + U_{\pm} \qquad (3.7-3)$$

と書ける。ここでdivacancy の結合エネルギー$U_{\pm}$は

$$U_{\pm} \sim e^2 / 4\pi\varepsilon a \qquad (3.7-4)$$

の程度と考えられる。ここにεは誘電率，aは格子定数である。(3.7－2) 及び (3.7－4) を (3.7－3) へ代入すると

$$W' \sim 9.7\ k T_m + e^2 / 4\pi\varepsilon a \qquad (3.7-5)$$

表 3.7－2　空孔生成エネルギーの理論値と実験値

Alkali halide	$U_{\pm}$	W'(eV)	Exp. (eV)
NaCl	0.917	1.82	2.18
NaBr	0.818	1.68	1.72
KCl	0.979	1.87	2.26
KBr	0.919	1.76	2.30
RbCl	0.828	1.70	2.04
AgCl	0.420	1.03	1.08

表 3.7－2 にいくつかのイオン結晶について計算した結果を示す。 計算値の方が約10～30％小さいが，これは結合エネルギー $U_{\pm}$ の見積り（3.7－4）が粗すぎたことによるものと考えられる。しかし，計算値と実験値との間には十分良い相関相関が存在することが図 3.7－1 から判る。

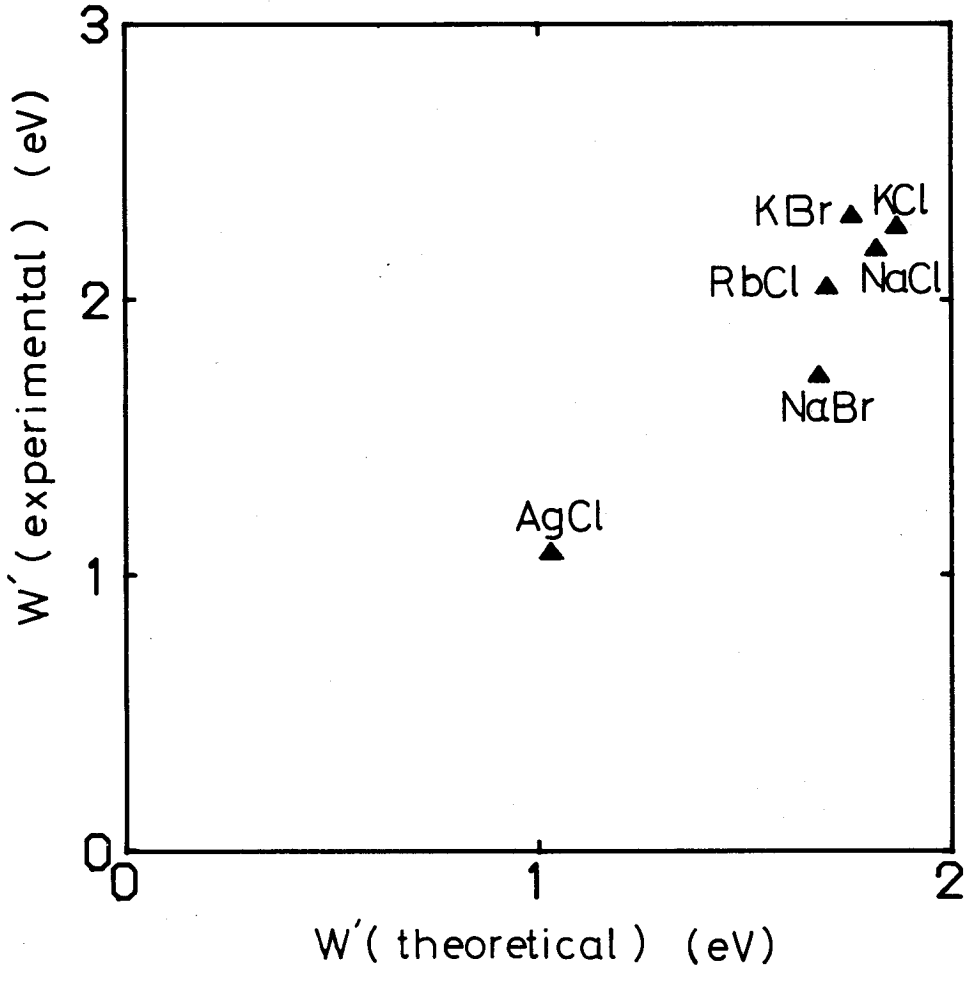


図 3.7－1　イオン結晶における空孔生成エネルギー
横軸：式（3.8－5）より計算した空孔生成エネルギー（eV）
縦軸：空孔生成エネルギーの実験値（eV）
（参考文献(31)より抜粋）

3.8 考　察

本章前半では衝撃波モデルを用いてUO_2絶縁体表面からのUO_2クラスターのスパッター現象，及び表面クレーターの形成を定量的に説明できた。これは絶縁体の高エネルギーイオン照射損傷において，いわゆるカスケード的損傷過程以外に，原子の集団運動の励起による多体効果による損傷過程が可能であることを示すものとして重要である。高エネルギーイオン照射によって，絶縁体内部に衝撃波が励起されるかどうかは，照射イオンのエネルギー及び，絶縁体の音速v_sに依存する。即ちイオンエネルギーが媒質に移った時，励起される原子の集団運動のエネルギー密度がその媒質の圧縮エネルギー（Mv_s^2)の半分を越えていなければならない。UO_2の場合，照射イオンは核分裂破片でありそのエネルギーは80MeVと，非常に大きい。一方，核融合炉用超電導磁石の絶縁材料の場合，〔3.1〕節で述べた様に，内部照射イオンのエネルギーは高々3～14MeVであり，核分裂破片のエネルギーの数分の1である。従って励起される集団運動のエネルギー密度もUO_2の場合より小さいものと考えられる。しかし絶縁材の構成原子の質量MはUO_2よりもずっと小さく（数十分の1），又，v_sも小さい。（エポキシ系で$10^3 m/s$程度），ゆえに集団運動に基づく衝撃波発生の臨界条件を十分満たすことが可能である。従って，例えば，特に14MeV中性子のストリーミングの多い所では，衝撃波発生による損傷効果を考慮する必要があるものと思われる。絶縁材の14MeV中性子照射実験は最近始まったばかりで，実験データは少ないが，この内例えば，Fowler等[35]が最近行ったグラスセラミックのRTNS－Ⅱ照射実験では，14MeV中性子が，200KeV電子線に比べて，約10^4倍損傷効果が大きい，即ち同程度の損傷効果（swelling等）を得るのに10^4分の1の線量（Gy)で良いことが示されている。又照射による非晶質化効果についても高速中性子照射の方が，電顕照射にくらべてやはり4桁損傷効果が大きいことも述べている。これらの現象が直接衝撃波効果と結びつく訳ではないが，その機構を調べる場合，考慮するに値するものと思われる。

FRP等の有機系絶縁材は，その構成元素の軽質量性から無機材より一層，衝撃波効果の存在が予想されるが，14MeV中性子照射の実験は現在ほとんど行な

われていない。今後実験データの蓄積が期待される。

本章後半において金属及びイオン結晶の空孔生成エネルギーについて論じた。熱平衡状態において空孔は結晶表面近くの原子が結晶表面上へ変位することによって生成される。この時の原子の安定格子点から飛び出した変位運動が，融解過程で，原子が固体状態から液体状態へジャンプするときの運動と類似のものであるという仮定の下で，純金属の空孔生成エネルギーと融点の関係式を導いた。(図 3.8－1 参照) この描象は，又エネルギーの揺ぎという概念から，次の様に考えることができる。先ず結晶のエネルギーを E とし，その統計力学的平均を $\langle E \rangle$ で書くと

$$\langle E \rangle = \Sigma E e^{-\beta E} \,/\, \Sigma e^{-\beta E} \qquad (3.8-1)$$

ここに $\beta = 1/kT$ であり和はエネルギー E のすべての微視的状態について行う。(3.8－1) の両辺を温度 T で微分したものは (定容) 比熱 C を与える。即ち

$$C = \partial \langle E \rangle / \partial T$$
$$= \partial \langle E \rangle / kT^2 \partial \beta \qquad (3.8-2)$$

さらに (3.8－1) は

$$\langle E \rangle = (-\partial \Sigma e^{-\beta E} / \partial \beta) / \Sigma e^{-\beta E} \qquad (3.8-3)$$

と書けるから，(3.8－3) を (3.8－2) へ代入して

$$kT^2C = \Sigma E^2 e^{-\beta E} / \Sigma e^{-\beta E} - (\Sigma E e^{-\beta E} / \Sigma e^{-\beta E})^2$$
$$= \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$$
$$= \langle (E - \langle E \rangle)^2 \rangle \qquad (3.8-4)$$

従って，エネルギーの揺ぎの 2 乗平均は比熱に比例する。大きな体系であればこの揺ぎはエネルギーにくらべて十分小さい。所が $T = T_m$ では (一次の) 相転移によって，比熱 C が発散する為，エネルギーの揺ぎは非常に大きくなる。即ち，液相の出現によって，$T = T_m$ で原子のエネルギーの揺ぎが非常に大きくなる。これは固体状態から，液体状態へジャンプする原子のエネルギーの揺ぎが非常に大きく平均エネルギーから大きく揺いでいることを意味する。一方空孔の生成エネルギー W は，熱平衡にある原子の平均エネルギー $3kT$ よりもずっと大きいから，表面原子を表面上へ変位さすには，この原子に十分大きなエ

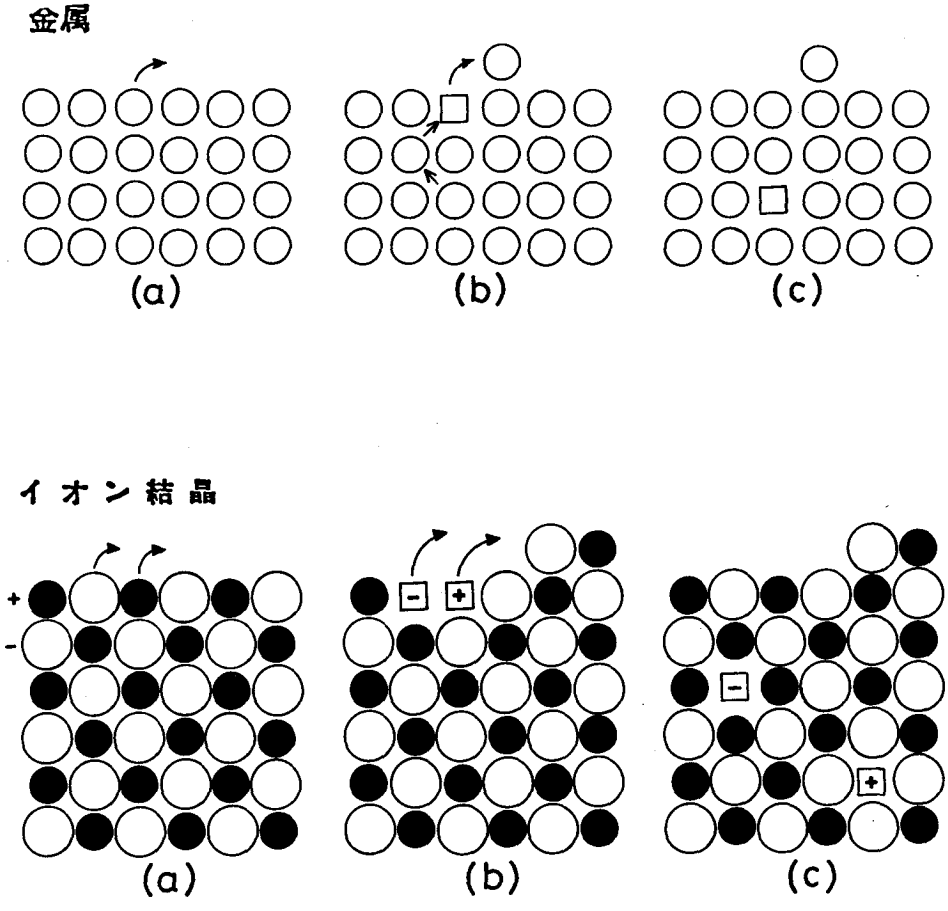


図 3.8－1　空孔の生成過程の模式図
上図は金属，下図はイオン結晶の場合。

熱励起によって(a)から(b)の状態へ原子が移動するとき，この原子は隣接する原子との間の結合を切らねばならない。このときこの原子は液体状態を経験するというのが液体モデルである。

イオン結晶の場合では，先ず最近接の正負イオンの１対が同時に液体状態を経験し，結晶表面近くでdivacancy が生ずる。この divacancy の解離エネルギーは，divacancyの生成エネルギーと同程度であり，その移動エネルギーよりもずっと小さいと考えられる。従ってdivacancyは移動（Migration）を起す前に，正，負の独立な空孔に分解される。

ネルギーの揺ぎを与えなければならない。空孔生成の液体モデルでは，この揺ぎが，$T = T_m$ における原子のエネルギーの揺ぎと類似のものであると考えるのである。

絶対零度においては，原子は熱エネルギーを持たないから，空孔を生成するには，表面原子に十分なエネルギーを与えなければならない。十分なエネルギーを与えられると原子は結晶表面上へ変位するが，液体モデルにおいてこれに対応する融解過程は，非平衡な融解過程でなければならない。これを，結晶表面上に与えられた熱スパイクによって引起される融解過程として記述したが，この描象では空孔が液体状態にある訳でもなく，又，液体そのものが多数の空孔で構成されているというモデルでもない。ここで提案した液体モデルは，表面原子が結晶表面上へ変位運動を行っているときのみ液体状態と対応させるのである。従って，(3.6－6)式で与えられる半径内の液体領域が空孔で構成されているのではない。むしろ半径 R の位置の，固相から液相へジャンプする原子の運動を空孔生成時の表面原子の運動と関連付ける。

式 (3.6－12)は，W と T_m の間の比例係数が何故結晶構造に依存しないか，ということに対する理論的な証明を与えている。即ち比例係数は普遍定数になっている。所がある種の金属，例えば Ge，Si，C 等の半導体は (3.6－12) の法則に全く従わない。(これらの金属でも $N_L \approx N_S$，高温比熱 $C = 3k$ の条件は成り立っているのであるが。) これらの金属は，空孔の移動度が非常に大きく，quenching の実験によって W の値を求めるのが難しいのであるが，一般に W は $10kT_m$ の 2～3 倍大きい。これは凝集エネルギーあるいは，昇華エネルギーの程度である。このことは，空孔生成過程における原子の変位運動を，固体状態から液体状態へジャンプする時の原子の運動と結び付けるアナロジーが成り立たず，これらの半導体では液体モデルが適用できないことを示している。

イオン結晶の空孔生成エネルギーにおいて，実験値とさらに良い一致を得るためには divacancy の結合エネルギーを，より正しく見積ることが必要である。MgO の場合，2 価イオンの結合であるので，(3.7－5)式は使えず，このかわりに

$$W' \sim 9.7\, kT_m + (2e)^2 / 4\pi\varepsilon a \qquad (3.8-5)$$

を用いて計算しなければならない。MgOにおいては

$$T_m = 3073K\ ,\ a = 2.1\,\text{Å}\ ,\ \varepsilon = 9.65$$

であるので（3.8－5）式より$W' \sim 5.4$ eVとなる。

一般にイオン電荷Zのイオン結晶では

$$W' \sim 9.7\, kT_m + (Ze)^2 / 4\pi\varepsilon a \qquad (3.8-6)$$

で与えられる。

3.9 結　言

(1) 核融合炉用超電導磁石の絶縁材は，中性子照射によって，内部で高エネルギーイオン照射を受けるが，その損傷効果の一面を，基本的メカニズムにおいて，模擬していると考えられるUO_2の核分裂破片照射損傷を解析した。この結果UO_2表面からのクラスター放出，及びクレータの形成は，核分裂破片とUO_2媒質の相互作用の結果生ずる微視的衝撃波（micro shock wave）によって起り得ることが判った。超電導磁石絶縁材に使われるMgOやエポキシ樹脂でも 衝撃波が発生し得ると予想されるが，これが実用的な問題，例えば機械的性質の劣化にどのような影響を及ぼすかを明らかにするには，さらに解析が必要であり，今後の課題である。

(2) 空孔生成の液体モデルでイオン結合性絶縁体の空孔生成エネルギーを与える一般式を導出した。MgOに対して5.4 eVという結果を得たが，divacancyの結合エネルギーの不確かさから，20％程度の誤差が含まれるものと思われる。

参考文献

(1) L. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiøtt, Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid Selsk., vol.33 No.14 (1963)

(2) P. Sigmund, Phys. Rev. vol.184 (1969) 383

(3) M. Kaminsky and S. K. Das, J. Nucl. Mat. vol.53 (1974) 162

(4) M. Guinan, J. Nucl. Mat. vol.53 (1974) 171

(5) J. P. Biersack, D. Fink and P. Mertens, J. Nucl. Mat. vol.53 (1974) 194

(6) V. A. Bessonov, Atomnaya Energiya, vol.37 No.1 (1974) 52

(7) S. Ferrari and G. J. Segre, J. Nucl. Mat. vol.24 (1967) 150

(8) G. Nilsson, J. Nucl. Mat. vol.20 (1966) 215

(9) M. D. Rogers and J. Adam, J. Nucl. Mat. vol.61 (1962) 182, vol.16 (1965) 298

(10) R. L. Fleischer, P. B. Price and R. L. Walker, J. Appl. Phys. vol.36 No.11 (1965) 3645

(11) V. I. Goldanskii, E. Ya. Lanstburg and P. A. Yampolskii JETP Lett. vol.21 No.6 (1975) 166

(12) Ya. B. Zeldovich, in: Physics of Shock Wave and High Temperature Hydrodynamic Phenomena, Academic Press (1966)

(13) J. Serrin, in: Handbuch der Physik, ed. S. Flugge Berlin (1959) vol.8, p125

(14) L. D. Landau and E. M. Lifschitz, in: Fluid Machanics, Reading, Mass. (1959)

(15) A. D. Franklin, Statistical Thermodynamics of Point Defects in Crystals, in: Point Defects in Solids, vol.1, eds., J. H. Crawford, Jr. and L. M. Slifkin (Press, New York, 1975)

(16) M. Doyama and J. S. Koehler, Acta. Met. vol.24 (1976) 871

(17) N. H. Nachtrieb, J. A. Weil, E. Catalano and A. W. Lawson, J. Chem. Phys. vol.20 (1952) 1189

(18) O. D. Sherby and M. T. Simnad, Trans. ASM vol.54 (1961) 227
(19) A. D. Le Claire, Diffusion in Body-Centered Cubic Metals (American Society for Metals, 1964).
(20) Van Liempt, Z. Physik vol.96 (1935) 534
(21) A. M. Brawn and M. F. Ashby, Acta. Met. vol.28 (1980) 1085
(22) H. Braune, Z. Phisic. Chem. vol.110 (1924) 147
(23) F. A. Lindemann, Phys. Zs vol.11 (1910) 609
(24) T. Kurosawa, J. Phys. Soc. Jap. vol.12 (1957) 338
(25) J. E. Lennard-Jones and F. Devonshire, Proc. Roy. Soc. A169 (1939) 317
(26) Doris Kuhlmann-Wilsdorf, Phys. Rev. 140A (1965) 1599
(27) F. Seitz, Phys. Today 5 (1952) 6
(28) A. H. Nachtrieb and G. S. Handler, Acta Met. vol.2 (1954) 797
(29) O. D. Sherby, J. L. Robbins and A. Goldberg, J. Phys. Chem. vol.34 (1973) 1025
(30) C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 5th Edition
(31) "Defects and Their Structure in Nonmetallic Solids" edited by B. Henderson and A. E. Hughes
(32) A. J. Dekker, Solid State Physics, p160 Prentice-Hall, Inc., 70 Fifth Avenue, New York, N.Y.
(33) T. Kurosawa, J. Phys. Soc. Japan, vol.12, No.4 (1957) 338
(34) R. G. Breckenridge, J. Chem. Phys. Vol.16 (1943) 959
(35) J. D. Fowler, Jr., G. F. Hurley, J. C. Kennedy and F. W. Clinard, Jr., J. Nucl. Mat. vol.103-104 (1981) 755

第 4 章　超電導体に対する核融合炉中性子照射効果

4.1　緒　　言

第 1 章 3 節で化合物系超電導体の臨界特性が約10^{18} n/cm^2以上の核分裂炉中性子照射を受けると著しく劣化することを述べた。しかし，第 1 章 1 節及び 2 節で言及した如く，核融合炉超電導磁石領域では炉の複雑な構造から，中性子束，及び中性子エネルギースペクトルは一様でなく，一般に場所的に変り，又特に各種の孔からの中性子ストリーミングがあるので，核分裂炉照射データを，そのまま核融合炉の設計に使うのは妥当でない。本章では，中性子スペクトルを考慮した場合，核分裂炉照射データをどのように修正すれば良いかを，主にT_CとJ_Cについて論ずる。

4.2　T_C劣化の中性子スペクトル効果

T_Cは微視的理論[(1)]によると,強結合の超電導体では

$$T_C \approx 0.25\ \theta_D \exp -1/\lambda \qquad (4.2-1)$$

で支えられる[(1)]。ここにθ_DはDebye温度，λは，電子—フォノン結合定数である。中性子照射を受けてもθ_Dはあまり変らないと考えられるので[(2)]，T_Cの劣化は，主にλの低下による。所で，Nb_3Snの場合，λは0.71であり，このとき$\partial T_C / \partial \lambda = T_C / \lambda^2$は，約36である。照射によって$T_C$が飽和値 4 Kまで劣化したとすれば，このとき$\lambda$は0.34に低下するが$\partial T_C / \partial \lambda$の方は，このとき35であって，照射前とほとんど変らない。従って，T_Cのλに対する変化はλの一次と考えて良く，照射前のλをλ_0，T_CをT_{C0}とすると

$$T_C \approx T_{C0} + (T_{C0}/\lambda_0^2)(\lambda - \lambda_0) \qquad (4.2-2)$$

が$4K \lesssim T_C \lesssim 18K$の間で成り立つ。この関係は$Nb_3Sn$に限らず，他の化合物超電導体，例えば$Nb_3Ge$，$Nb_3A\ell$，$V_3Si$等でも成り立つ。

(4.2－1)式は均質系に対する理論であって，カスケード損傷等によって，局所的に損傷が非均質に存在するような系に対しては，適当に修正する必要がある。ここでは，λに対する補正としてλの体積平均を考える。超電導体に対し

ても第2章で述べた，カスケード損傷の2領域モデルが適用できるものとして(4.2－2)式のλを各領域の体積平均

$$\overline{\lambda} = \lambda_0 \eta_0 + \lambda_1 \eta_1 + \lambda_2 \eta_2 \qquad (4.3-3)$$

で置き変える。ここにλ_0は未損傷領域のλ，又λ_1，λ_2は，損傷2領域中でのλである。η_0，η_1，η_2は各領域の体積率であって第2章と同じ方法で求められる。所で化合物超電導体は一般に熱伝導度が低く，従って第2章で導入したカスケードの焼鈍率γは小さく領域2の欠陥構造は領域1のそれと大差がないと思われる。ゆえに$\lambda_1 \approx \lambda_2$と考えられ，このとき（4.2－3）は

$$\overline{\lambda} \approx \lambda_0 \eta_0 + \lambda_1 (1-\eta_0) \qquad (4.2-4)$$

となる。これを(4.2－2)のλへ代入して

$$T_C \approx T_{CO} - (T_{CO}/\lambda_0^2)(\lambda_0 - \lambda_1)(1-\eta_0) \qquad (4.2-5)$$

一方$\Phi \to \infty$に対して$\eta_0 \to 0$，$\overline{\lambda} \to \lambda_1$であるから(4.2－2)より

$$T_C(\infty) = T_{CO} + (T_{CO}/\lambda_0^2)(\lambda_1 - \lambda_0) \qquad (4.2-6)$$

(4.2－5)，(4.2－6)より$T_C(\Phi)$は次の様に書ける。

$$T_C(\Phi) = T_C(\infty) + (T_{CO} - T_C(\infty))\eta_0(\Phi) \qquad (4.2-7)$$

ここで$\eta_0(\Phi)$は，第2章(2.2－10)式，及び(2.7－7)式より

$$\eta_0(\Phi) = \exp -\sigma_1 \Phi = \exp -\kappa_1 \langle D(E)\Sigma(E)\rangle \Phi \qquad (4.2-8)$$

で与えられる。但し，κ_1，$D(E)$，$\Sigma(E)$はすべて超電導体の値を使う。(4.2－8)を(4.2－7)へ代入して最終的に

$$T_C(\Phi) = T_C(\infty) + (T_{CO} - T_C(\infty))\exp -\kappa \langle D(E)\Sigma(E)\rangle \Phi \qquad (4.2-9)$$

但し簡単の為κ_1をκと記した。$T_C(\infty)$は(4.2－6)式で与えられているようにλ_1に依存する。λ_1はカスケードによって形成される損傷領域の欠陥構造によって決まると考えられるが，残留抵抗ρの場合と同様に，これが中性子スペクトルに依存しないと仮定する。これは多くの化合物系超電導体が照射粒子（中性子，重イオン，電子等）の種類，及び，そのエネルギーにあまり関係なく，十分照射した後の飽和値が4～3K程度の値になることから妥当な仮定であると思われる。又κは特定のエネルギーの中性子の損傷形成機構から決まる定数であって，中性子エネルギースペクトルには依存しない。（第2章（2.7－6）

式参照）。従って（4.2－9）式に含まれる未定定数κ，$T_C(\infty)$共に中性子スペクトルに依存しない。このことは，$T_C(\infty)$及びκが核分裂炉照射データを用いて決定できることを意味する。$T_C(\infty)$は核分裂炉照射での飽和値そのものを用いれば良い。又κの方は（4.2－9）をΦで微分して得られる次の関係

$$\left(\partial T_C / \partial \Phi\right)_{\Phi=0} = -\left(T_{C0} - T_C(\infty)\right)\kappa \langle D(E)\Sigma(E)\rangle \qquad (4.2-10)$$

から求めることが出来る。この式の左辺は，照射データの$\Phi = 0$でのT_Cの勾配から決まり，左辺の$\langle D(E)\Sigma(E)\rangle$は核分裂炉照射中性子スペクトルを使って計算できる。従ってκは

$$\kappa = -\left(T_{C0} - T_C(\infty)\right)\langle D(E)\Sigma(E)\rangle / \left(\partial T_C / \partial \Phi\right)_{\Phi=0} \qquad (4.2-11)$$

なる式から計算される。表4.2－1は，Sweedler等の原子炉照射実験データ[3]からκを計算したものをまとめたもので$\langle D(E)\Sigma(E)\rangle$は第2章の銅の場合と同様，ＬＳＳ理論を使って求めた。κが決まると（4.2－9）式を使ってT_CのΦ依存性及び，中性子エネルギースペクトルの影響を調べることができる。

図4.2－1～図4.2－4は，Nb_3Sn，Nb_3Ge，Nb_3Al，V_3Si　の場合について

表4.2－1　化合物系超電導体のK

	Nb_3Sn	Nb_3Ge	Nb_3Al	V_3Si
T_C (0) (K)	18	21	18	17
T_C (∞) (K)	3	4	4	2
$\langle D(E)\Sigma(E)\rangle$ (KeV/cm)	1.7	1.7	1.9	1.6
κ (cm^3/KeV)	2.7×10^{-20}	4.2×10^{-20}	2.5×10^{-20}	5.3×10^{-20}

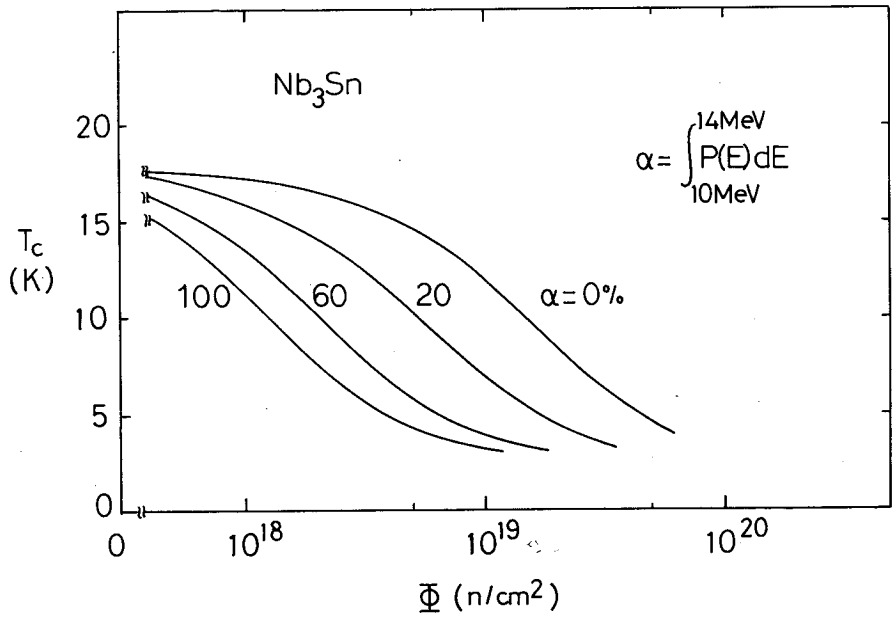


図 4.2－1：Nb_3Sn の T_C に対する核融合炉中性子照射効果。α は核融合中性子(10～14 MeV)の割合（第 2 章 2.7 節参照）

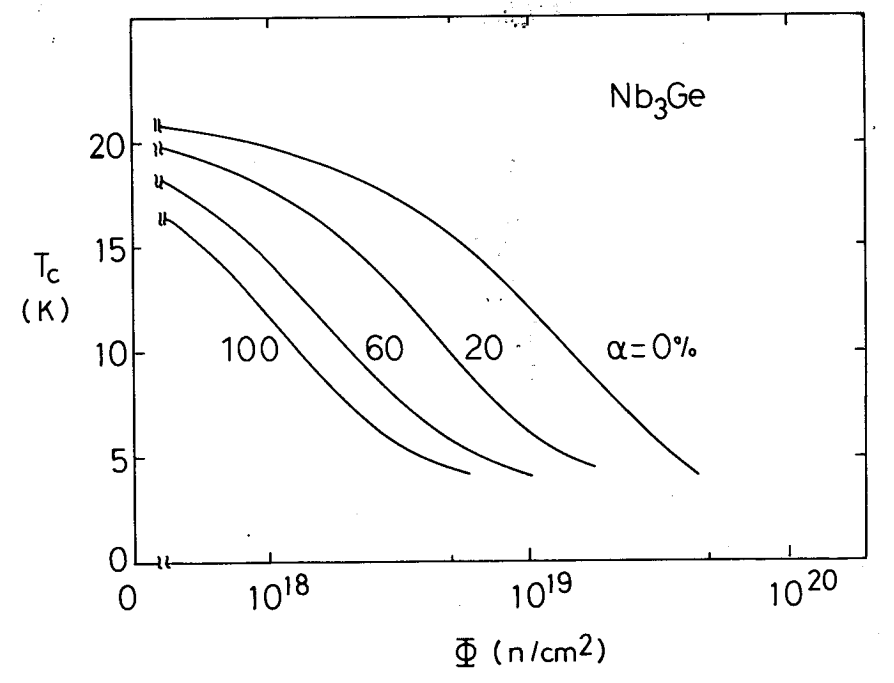


図 4.2－2　Nb_3Ge の T_C に対する核融合炉中性子照射効果

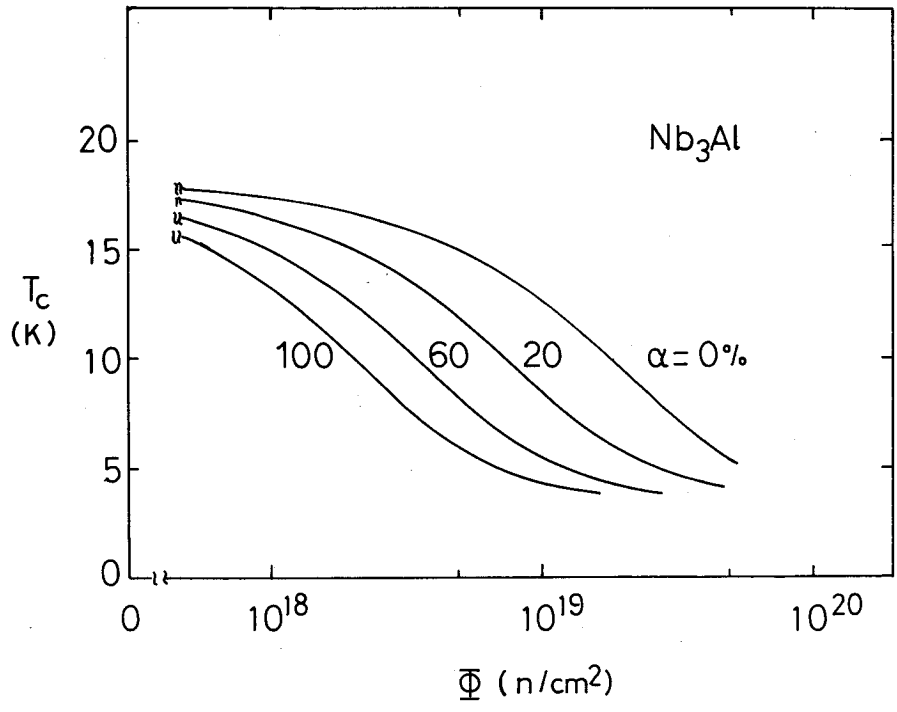


図4.2－3：$Nb_3A\ell$ の T_C に対する核融合炉中性子照射効果

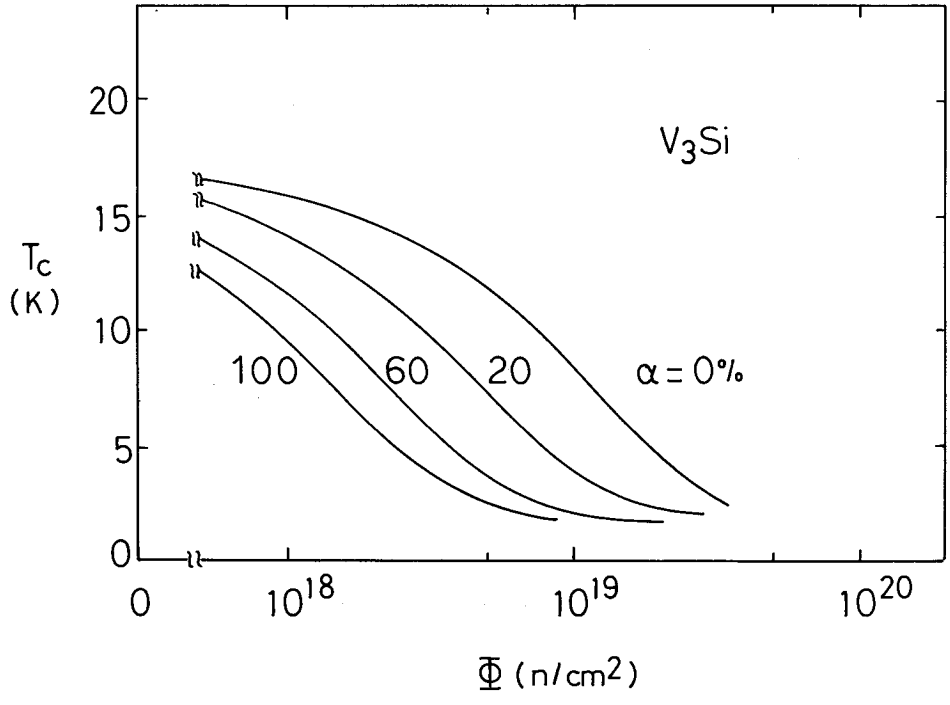


図 4.2－4：V_3Si の T_C に対する核融合炉中性子照射効果

の計算結果である。ただし，銅の場合と同様のモデル中性子スペクトルを用いた。従って，図中のパラメータαは，中性子束に含まれる，10～14MeVの核融合中性子の割合を表す。いずれの超電導体の場合においてもαが増すに従ってT_Cの劣化が加速される。例えば，最も極端な場合として$\alpha=0$％と$\alpha=100$％を比べるとT_Cの劣化速度が照射量で約1桁速くなる。一方，V_3SiはNb_3Snに比べて照射効果が大きいことがわかるが，これは，VやSiがNbやSn等より質量が小さい為に一次ノックオン原子の平均エネルギーが大きくなり損傷効果が大きくなることから生ずるものと考えられる。

4.3 J_c劣化の中性子スペクトル効果

臨界電流密度J_Cに対する照射効果は，第1章1.3節で述べた如く複雑で，J_Cはふつう低線量側でピークを示す。このピーク効果は外部磁場に依存するがこれは1.3節でスケーリング則を用いて説明した。所で，さらに1.3節で述べた様にJ_cのピーク効果は試料作成時の加工方法，熱処理の仕方等にも依存する。これは，一般に磁束量子線とピン止め中心（格子欠陥）の相互作用のメカニズムを考慮して説明される。[4,5] 例えばKramer[5]によると，ピン1個，即ち欠陥1個当りの磁束量子線に対するピン止め力は，欠陥の数が少ないとき，一定であるが，欠陥同志が互いに影響し合う程，多くなると欠陥1個当りのピン止め力はそれにつれて減少する。従って，照射前の試料が加工，熱処理等で欠陥の多い状態になっていると，照射によって導入される欠陥は，ピン止め力を減少さす。このピン止め力の減少は，結晶の秩序性の減少等に起因すると考えられ[4]ているが，この秩序性の減少は1.3節で述べたように，T_Cの劣化の原因にもなっているから，J_cの劣化とT_cの劣化は相関があると考えられる。図4.3－1はJ_cがピーク効果を示さない，Parkin等[6]の実験データを，再プロットしたもので，縦軸がT_cの劣化率，横軸がJ_cの劣化率を表わす。図に見れる如く，両者がほぼ直線上にのり，上記の考えの妥当性を示している。そこでピーク効果を示さない試料のJ_cの劣化率は，T_cの劣化率に比例すると仮定するとJ_cのΦ依存性は（4.2－9）式より

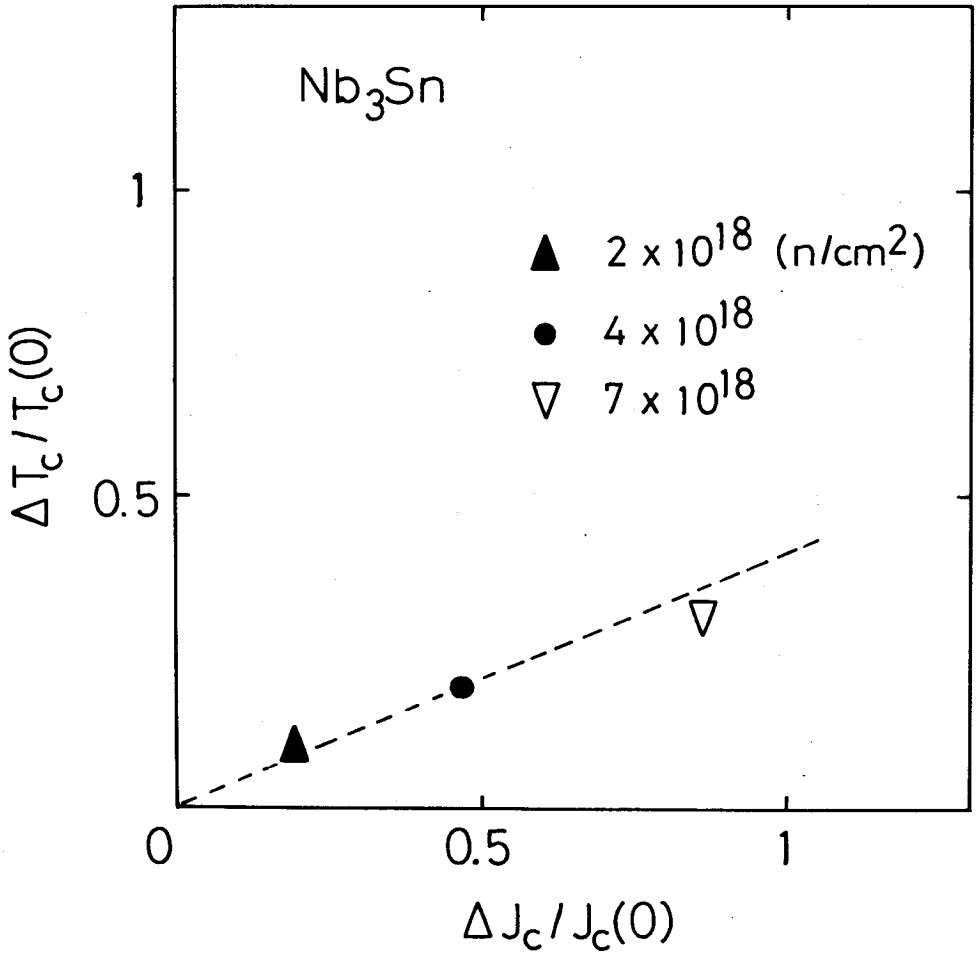


図 4.3－1 ：Nb_3Sn の J_c の劣化と T_c の劣化の関係
横軸： J_c の劣化率　$\Delta J_c = J_c(\Phi) - J_c(0)$
縦軸： T_c の劣化率　$\Delta T_c = T_c(\Phi) - T_c(0)$
（Parkin[6]等の実験データを再プロットした）

$$J_c(\Phi) = (J_c(0) - J_c(\infty))\exp -\kappa \langle D(E)\Sigma(E)\rangle \Phi + J_c(\infty), \qquad (4.3-1)$$

と書くことができる。図 4.3－2 は，$J_c(0) = 1\times10^5$ (A／cm²)，$J_c(\infty) = 1\times10^4$ (A／cm²) として，Nb_3Sn の $J_c(\Phi)$ を数値計算したものである。T_c 同様，核融合中性子の割合 α が多い中性子スペクトル照射によって J_c の劣化が早くなることを示している。

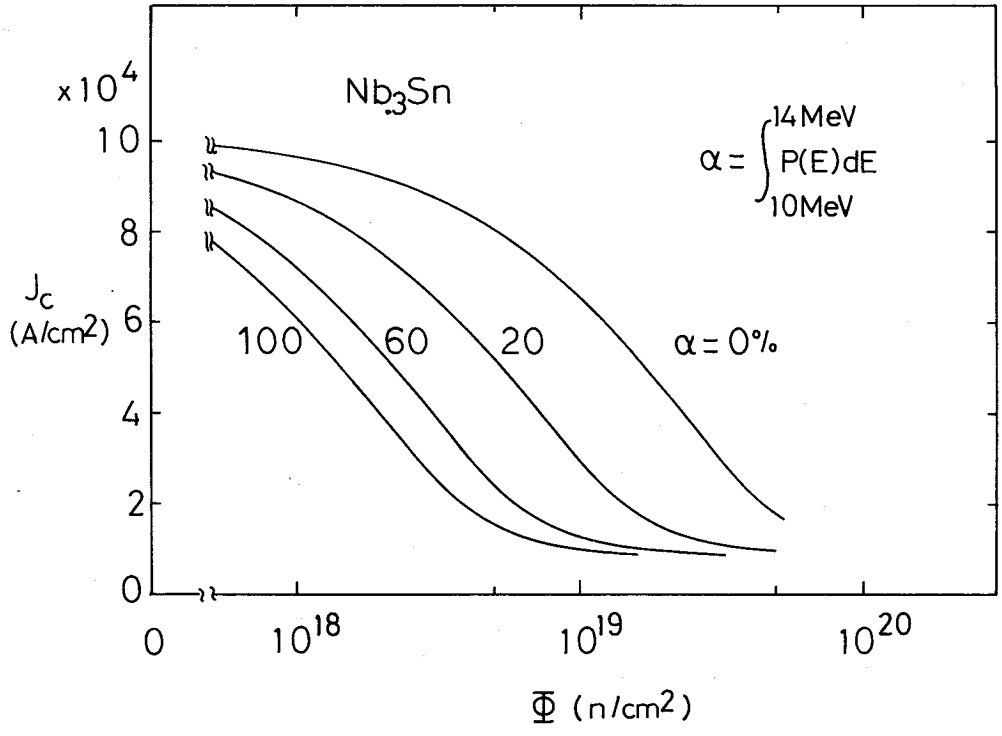


図 4.3－2：Nb_3Sn の J_c に対する核融合炉中性子照射効果

4.4 結　　言

第 2 章で論じた 2 領域モデルを超電導体にも適用し，さらに，損傷を受けた超電導体の電子－フォノン結合定数を，夫々の領域の体積平均でおき置えることによって，中性子エネルギースペクトルを考慮した T_c の照射効果を与える一般式を得た。核分裂炉照射データがあれば，この式を用いて核融合炉中性子照射下での T_c の劣化を予想できる。Sweedler 等の原子炉照射データを用いて，数値計算した結果，中性子線量中に含まれる10～14MeVの核融合中性子の割合 α が増すに伴って T_c の劣化がより低線量側で起り，$\alpha = 0\,\%$ と $\alpha = 100\,\%$ を比べると照射量で約 1 桁，劣化が早く起る。J_c の中性子スペクトル効果については，照射によるピーク効果のない超電導体について考えた。この場合 J_c の劣化率が T_c のそれと比例するという仮定の下で，J_c の Φ 依存性を T_c と類似した式で表現した。ピーク効果を有する超電導体の J_c の照射効果が，中性子

スペクトルによってどの様に変るかを調べるには，照射によって導入される欠陥の構造，及び欠陥と磁束量子線との相互作用等について，さらに詳細な解析が必要であり，今後の課題である。

参考文献

(1) W. L. McMillan, Phys. Rev. vol.167 (1967) 331

(2) J. Appel, Phys. Rev. B vol.13 (1976) 3203

(3) A. R. Sweedler, D. E. Cox and S. Moehlecke, J. Nucl. Mat. vol.72 (1978) 50

(4) W. Heinz and E. Siebt, MT-6 (1977) IP-13

(5) E. Kramer, J. Nucl. Mat. vol.72 (1978) 5

(6) Don. M. Parkin and A. R. Sweedler, MAG-11 No.2 (1975)

第５章　複合超電導導体の安定性に対する核融合炉中性子照射効果

5.1　緒　　言

大電流，強磁場，及び大きな応力下で運転される核融合炉用超電導磁石は，それ自身特有の不安定性サイクル

…→磁束侵入→ジュール発熱→温度上昇→しゃへい電流減少→磁束侵入→…

を有する。この不安定サイクルは，電磁気的，機械的，熱的，及び放射線等の擾乱によって，どこからでも始まり得るが，このサイクルが短時間の間にくり返されるとその領域の温度はしだいに上昇する。もし，温度が，臨界温度T_cを越えると，その領域の超電導状態は破れ常電導相が出現する。常電導領域の出現によってジュール発熱が起るが，これは増々常電導領域を広げることになる。このような常電導領域の伝幡は，場合によっては，超電導磁石全体に及ぶことがある。この時磁石全体は短時間の間に破局的に常電導転移を起し，磁石の破損をまねくことになる。これを防ぐために通常，超電導体を，電気抵抗の小さい銅等で覆い，電流をこれらの金属の方へバイパスすると共に，ジュール熱を速やかに拡散するようにする。（純度の高い銅は，液体ヘリウム温度で超電導体の常電導状態における抵抗の数百分の１である。）このような目的で使われる電気抵抗の小さい金属は，安定化材と呼ばれる。（第１章参照）安定化材の量が多ければ多い程，その複合超電導体はより安定になるが，安定化材の量がふえるに伴って，導体の断面積が大きくなり，実効電流密度が低下する。

最適の安定化材の量は，電流のオーバフロー，ジュール発熱による温度上昇が起っても，再び元の安定状態へ戻るという条件下で決められる。このようにして決められた安定化材の量は，通常，超電導特性，及び安定化材の電気抵抗に依存する。所が，第２章及び第４章で述べた様に，核融合炉環境下においてこれらの物性値は中性子照射の為に著しく変る。従って中性子照射効果を考慮した安定化の議論が必要である。本章ではMaddock[(1)]の安定化理論を力学的アナロジーを使って取扱い，安定性に対する中性子照射効果を解析する。

5.2 安定化理論と力学的アナロジー

図5.2－1の如く，何らかの擾乱によって，超電導体の一部の温度が上昇し，超電導部分に流れている電流が，その温度での臨界電流値を越えていると，電流の一部は安定化材の方へバイパスする。この時，発生するジュール熱が安定化材から液体ヘリウムへの熱伝達量よりも大きいとこの部分の温度は増々上昇し，条件によっては臨界温度を越える場合がある。即ち，常電導領域が出現することがある。発生した常電導領域が収縮，消滅し，再び元の超電導状態に戻る為には，熱発生と熱除去の間で適当な釣合いが保たれなければならない。

熱エネルギーの出入りを記述する方程式は

$$\frac{d}{dt}\int CT\,dV=-\int \vec{J}\vec{n}\,dS+\int G\,dV \qquad (5.2-1)$$

である。ここに左辺は導体中での熱エネルギーの単位時間当りの変化を表し，Tは温度，Cは比熱である。積分は系の全体積V中で行う。一方，右辺の第一積分は安定化材の表面Sを通じて，外から流入する熱エネルギーで，$\vec{J}$は熱流束，$\vec{n}$は微小断面dSの外向に垂直な単位ベクトルである。$\vec{J}$は熱伝導による部分，$-K\ grad\ T$と 熱伝達による部分Wの2つに分けることが出来る。即ち

$$\vec{J}=-K\ grad\ T+\vec{W} \qquad (5.2-2)$$

ここにKは熱伝導度であり，又$\vec{W}/\!/\vec{n}$である（5.2－1）式の右辺の最後の項の熱発生を表し，Gは単位時間，単位体積中に発生するジュール熱である。

（5.2－2）を（5.2－1）へ代入しガウスの定理を用いると，

$$\frac{d}{dt}\int CT\,dV=\int div\,K\,grad\,T\,dV-\int W\,dS+\int G\,dV \qquad (5.2-3)$$

ここで，T，W，G等が導体の軸方向のみの分布を有する様な，一次元問題を考える。そこで図5.2－2の様に座標軸を取る。図5.2－2で，A_nは 常電導部分の断面積，又Pは冷却長さ（ペリメター）である。すると（4.2－3）式は

$$A_n\,\partial CT/\partial t=A_n\frac{\partial}{\partial x}K\frac{\partial}{\partial x}T-PW+A_nG \qquad (5.2-4)$$

となる。従って定常分布を与える方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x}K\frac{\partial}{\partial x}T-PW/A_n+G=0 \qquad (5.2-5)$$

である。

境界条件が与えられると（5.2－5）式を満たす定常解が決まるが，その解が唯一

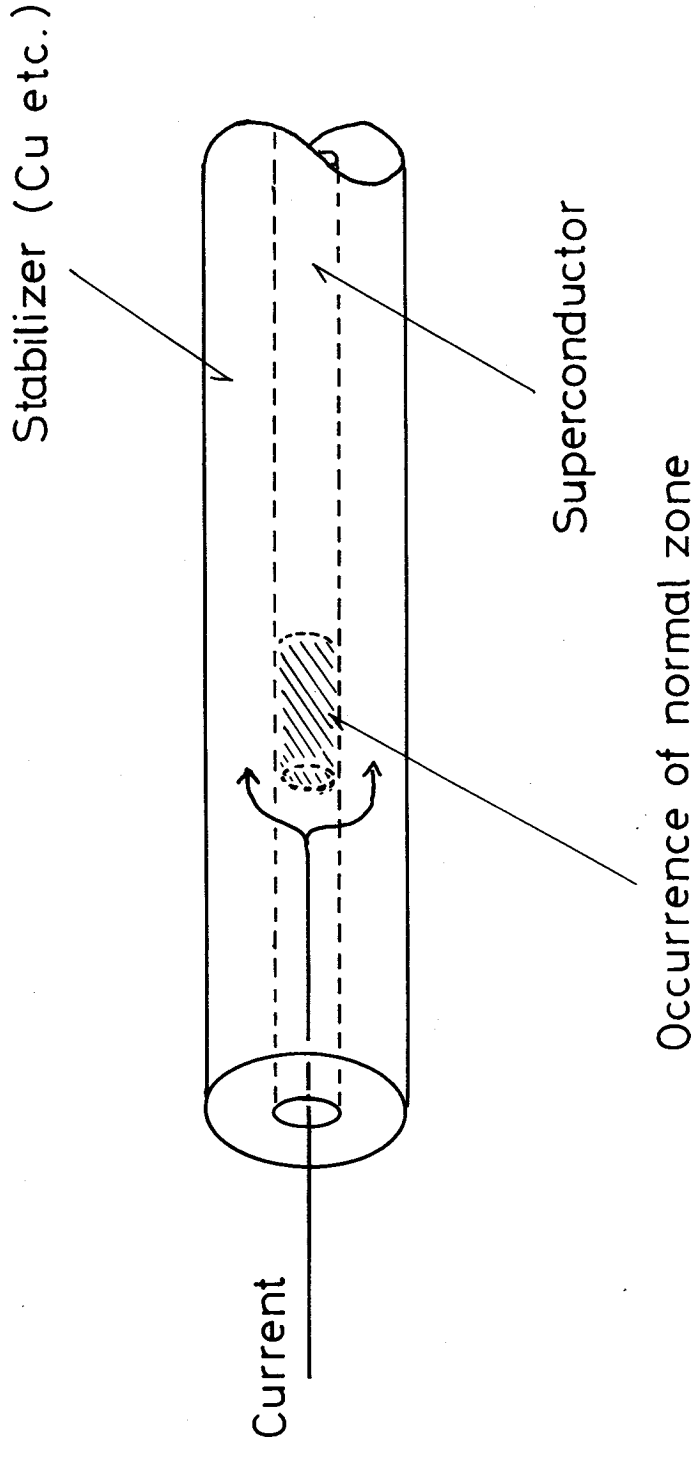


図 5.2－1：
複合導体の基本的構造を示す模式図。斜線部分は外乱によって，超電導体の一部に生じた常電導部分。この近くの電流は安定化材の方へバイパスする。

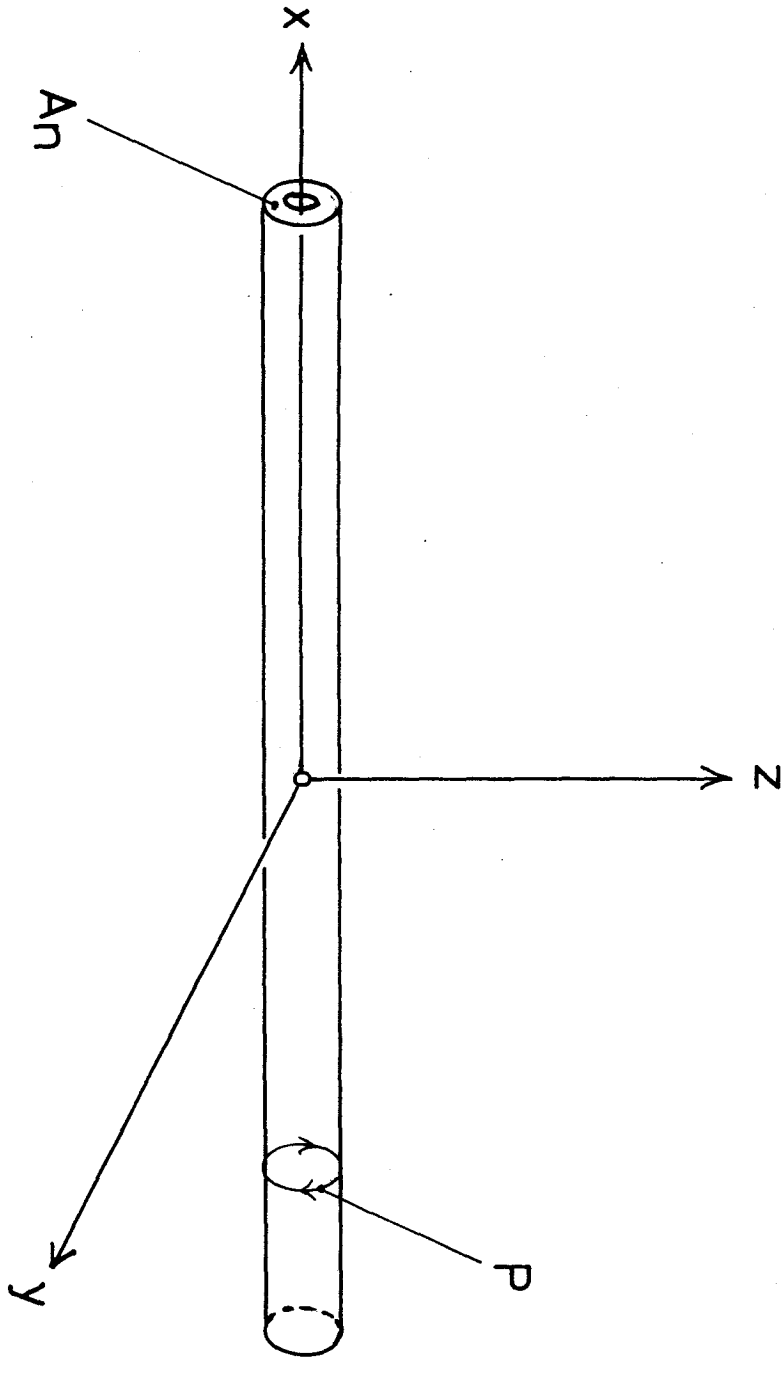


図 5.2－2：解析に用いる複合導体の座標系
温度の y，z方向の分布は均一分布を仮定し x方向のみの分布を考える。
図中，Pは冷却長さ，A_nは常電導体の断面積。

$$T(x) = \text{液体ヘリウム温度} T_0 \qquad (5.2-6)$$

であることが，外乱によって生じた常電導領域が再び元の安定な超電導状態に戻る必要条件である。物理的に要求された境界条件が常に（5.2－6）の定常解をもたらすとは限らない。これは一般に方程式（5.2－5）の構造による。言い換えるとWやGに左右される。従って安定化の問題は唯一の定常解（5.2－6）が許されるためのW及びGが満たすべき条件を求めるということになる。

ヘリウム冷却による熱除去Wは，安定化材と液体ヘリウムの間の熱伝達で決まりヘリウム温度からの差

$$\Delta T = T - T_0 \qquad (5.2-7)$$

の関数として，一般に図5.2－3の様な挙動を示す。OAは核沸騰，AB間は遷移領域，BCは膜沸騰を表す。通常の熱伝達において，コントロールされるものは温度でなく熱伝達量Wであるから，遷移領域ABは実際には存在しない。銅と液体ヘリウムの間の熱伝達Wは近似的に

$$W(w/cm^2) \approx c_1 (\Delta T - c_2)_C^{-c_3 \Delta T} + c_4 \Delta T + c_5 \qquad (5.2-8)$$

なる実験式で表わすことが出来る。ここに

$$C_1 = 6.11$$

$$C_2 = 1.69 \times 10^{-2}$$

$$C_3 = 3.62$$

$$C_4 = 2.46 \times 10^{-2}$$

$$C_5 = 1.03 \times 10^{-1}$$

である。

熱発生Gは，安定化材へ漏れ出た電流によるジュール熱であるが，これは3つの部分に分けて考えなければならない。図5.2－4は，超電導体の臨界電流密度J_Cの温度依存性を模式的に示したもので，図中のA_Sは超電導部分の断面積である。超電導体にIなる電流が安定に流れている状態はP点に対応する。外乱による不安定サイクルの開始によって，超電導体の温度が上昇してゆく過程は

$$P \rightarrow Q \rightarrow R \rightarrow S$$

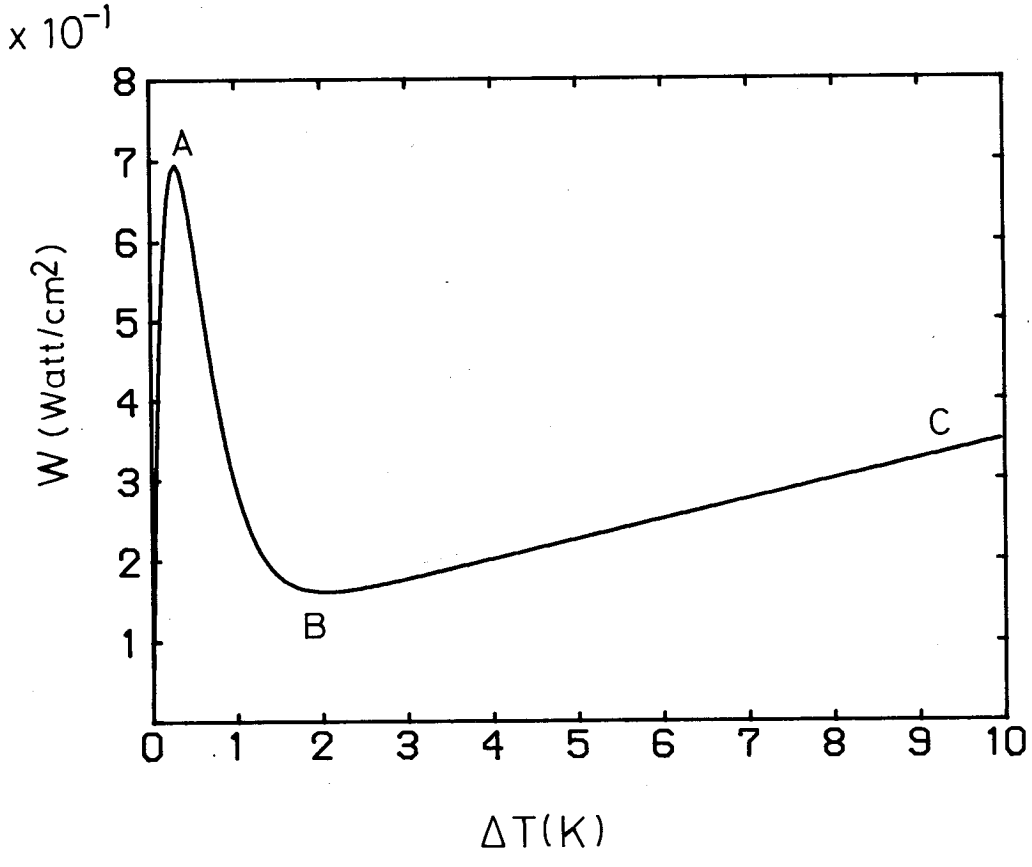


図 5.2－3：銅～液体ヘリウム間の熱伝達。
ΔT は液体ヘリウムとの温度差，即ち $\Delta T = T - 4.2$。
図中の曲線は近似的に $W \approx C_1(\Delta T - C_2)_e^{-C_3 \Delta T} + C_4 \sqrt{\Delta T} + C_5$
なる実験式で表わすことが出来る。

で表わされる。PQ 間では安定化材への電流の漏れが全くなく，ジュール発熱もない。しかし，温度がさらに上昇し状態が QR 間に移ると，流している電流 I がその温度での臨界電流を越えるので全電流の一部 $I - J_c A_s$ は安定化材の方へ漏れ，ジュール熱が発生する。この時点では，しかし，温度が T_c 以下であるので常電導状態はまだ出現していない。この状態をCurrent Shearing Stateと呼ぶ。温度がさらに上昇し，状態が RS 間に移行すると，温度が臨界温度 T_c を越える為，遂に常電導相が現れ，電流 I はすべて安定化材の方へ流れる。

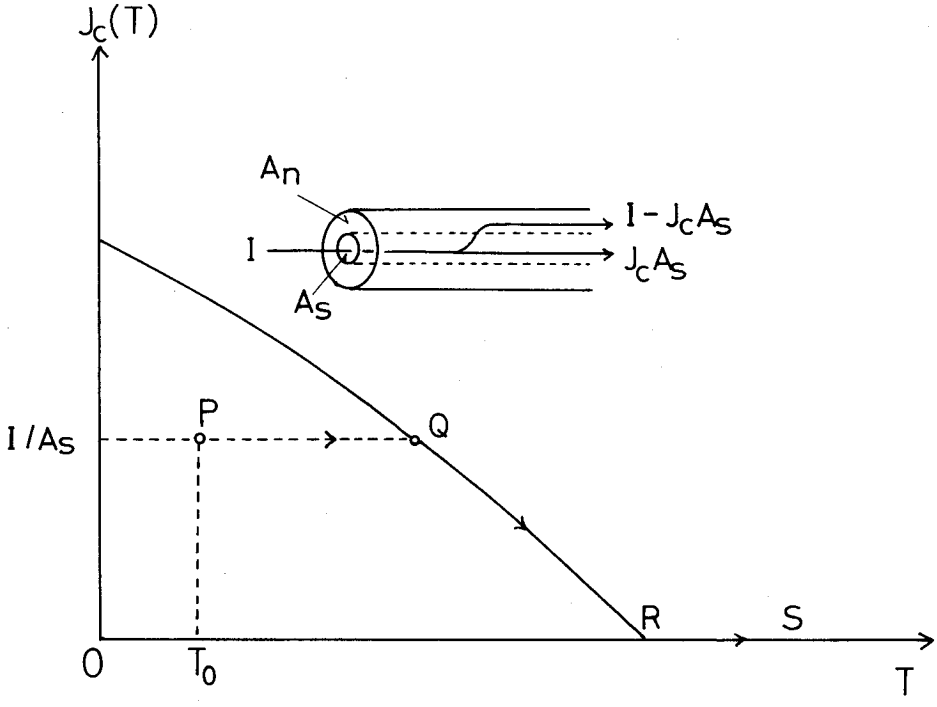


図 5.2－4：臨界電流の温度依存性
図中T_0 は 液体ヘリウム温度，複合導体は最初Pの安定点にあるが外乱による温度上昇によって$P \rightarrow Q \rightarrow R \rightarrow S$の如く状態が移ってゆく。

以上の３つの状態での熱発生Gを定式化すると次の様になる。先ずPQ間では明らかに$G = 0$である。次にCurrent Shearing State QRにおいて，電流のオーバフローによる発生電圧をV，オーバフローしている領域の長さをL，安定化材の抵抗率をρとすると，ジュール発熱は，

$$IV = I\ (I - J_c A_s)\ \rho L / A_n \qquad (5.2-9)$$

で与えられるからGは

$$G = IV / A_n L = I\ (I - J_c A_s)\ \rho / A_n^2 \qquad (5.2-10)$$

となる。RS間におけるGは（5.2－10）で$J_c = 0$と置いて得られる。

いま簡単の為 J_c の温度依存性をTの一次式

$$J_C(T) \approx J_C^0 \left(1 - \frac{T - T_0}{T_C - T_0}\right) \qquad (5.2-11)$$

で近似する。但し，$J_C^0 = J_C(T_0)$である。ここで次の無次元化された温度と電流を導入する。

$$q = (T - T_0) / (T_C - T_0) \qquad (5.2-12)$$

$$i = I / A_S J_C^0 \qquad (5.2-13)$$

さらに

$$G_0 = (A_S J_C^0)^2 \rho / A_n^2 \qquad (5.2-14)$$

とおくと（5.2−10）式は

$$G = G_0 i (q + i - 1) \qquad (5.2-15)$$

従ってGをG_0で規格化したものは，次の様にまとめられる。

$$G / G_0 = \begin{cases} 0 & 0 \leqq q \leqq 1 - i \\ i(q + i - 1) & 1 - i \leqq q \leqq 1 \\ i^2 & q \geqq 1 \end{cases} \qquad (5.2-16)$$

図5.2−5に（5.2−16）式の関係を描いてある。

熱発生Gと熱除去Wが，温度Tに対して上記の如く変るとき，方程式（5.2−5）の解がどのような挙動をするかを，以下において“力学系のアナロジー”を使って解析的調べることにする。先ず，次の様な無次元量を導入する。

$$\left.\begin{aligned} \tau &= x / x_0 \\ w &= W / W_0 \\ g &= G / G_0 \\ m &= K(T) / K(T_0) \end{aligned}\right\} \qquad (5.2-17)$$

ここに

$$\left.\begin{aligned} x_0 &= \sqrt{K(T_0)(T_C - T_0) / G_0} \\ W_0 &= G_0 A_n / P \end{aligned}\right\} \qquad (5.2-18)$$

これらの無次元化された量を用いて熱伝導の方程式（5.2−5）を書くと

$$\frac{d}{d\tau} m \frac{dq}{d\tau} = w - g \qquad (5.2-19)$$

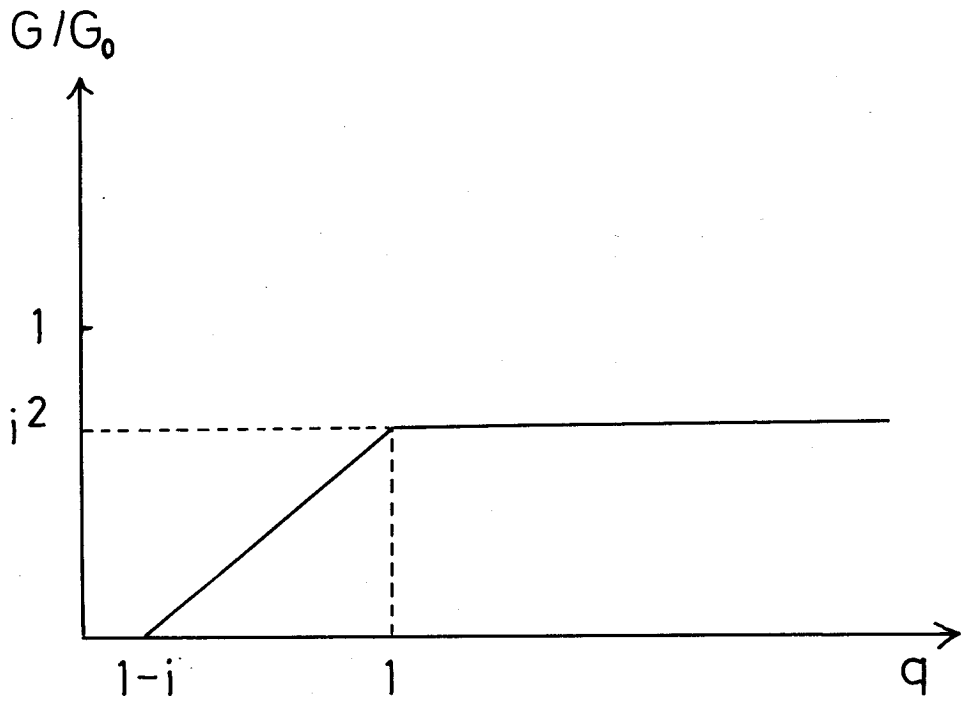


図 5.2－5：ジュール発熱の温度依存性
横軸：無次元化した温度（式（5.2－12））
縦軸：無次元化したジュール発熱
図中 i は輸送電流 I を $A_S J_C(T_0)$ で規格化した値。

となる。そこで今 q を1つの力学系における質点の“座標”，m をその“質量”，τ をこの力学系の“時間”と見ると，(5.2－19) は“力” $w-g$ の作用下で運動する質点の運動方程式を表わすことになる。従って元の熱伝導の方程式（5.2－5）が唯一つの定常解（5.2－6）を持つかどうかという問題は，力 $w-g$ を受けて運動する質点が“原点”で静止し続けるかどうかという問題，即ち

$$q(\tau) = 0 \qquad (5.2-20)$$

なる条件に帰着されよう。熱電導の方程式（4.2－5）に与えるべき境界条件は，運動方程式（5.2－19）では，初期条件となるが，質点がその様な初期条件の下で，原点で静止し続ける為には，力 $w-g$ が q の適当な関数でなければならない。以下，簡単の為，熱伝導度 K は一定とする。従って（5.2－17）より質点の

質量mもqに無関係な定数となる。KがTに依存するような一般的な場合を考える時は，付録5.2－1に示したようなqに対する座標変換を行えば，同様な議論が出来る。さてmが一定の時，座標qと正準共役な運動量pは

$$p = m\,dq/d\tau \tag{5.2-21}$$

であり，この質点のハミルトニアン$H(q, p)$は

$$H(q, p) = p^2/2m + U(q) \tag{5.2-22}$$

である。ここに$U(q)$は質点のポテンシャルエネルギーで

$$U(q) = \int_0^q (g(q) - w(q))\,dq \tag{5.2-23}$$

であって，$g(q)$，$w(q)$の関数形が変ると$U(q)$も変る。このハミルトニアンを用いて，運動方程式(5.2－19)は正準方程式

$$dq/d\tau = \partial H(q, p)/\partial p, \quad dp/d\tau = -\partial H(q,p)/\partial q \tag{5.2-24}$$

に書き変えれる[2]。これは，位相空間(q, p)における質点の速度を与えるものであって，このときハミルトニアン$H(q, p)$は運動の定数であるが，この値は，初期条件，即ち元の熱伝導の式で言えば境界条件で決まる。十分大きな体系を考える限り超電導体の両端$x = \pm x_\infty$では，$T \simeq T_0$，$K\,dT/dx \simeq 0$であると考えられるから，質点に対する初期条件は，$\tau \simeq \pm \tau_\infty (= x_\infty/x_0)$なる$\tau$に対して

$$q(\pm\tau_\infty) \simeq 0, \quad p(\pm\tau_\infty) \simeq 0 \tag{5.2-25}$$

である。ゆえにハミルトニアンは定数0に近い値を取り

$$H(q, p) \simeq 0 \tag{5.2-26}$$

である。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り立つ。(5.2－26)によって，質点の位相空間(q, p)における質点の軌道が完全に決まるがこの軌道はポテンシャル$U(q)$の形に応じて変る。そこで，この様子を少し詳しく調べてみる。先ずqの定義域は$q \geqq 0$であって$q = 0$のとき$U(0) = 0$でありqが0に近い値の時，図5.2－3及び図5.2－5から判る様に$g(q) = 0$，$w(q) \neq 0$であるから(5.2－23)式より$U(q) < 0$となる。従って$U(q)$

は $q=0$ で1つの極大値を持つことになる。図5.2－6及び図5.2－7は，このような $U(q)$ と位相空間における軌道の関係を示したものである。図5.2－6の様に $U(q)$ が正の値を取れるとき，ハミルトニアン $H(q, p)$ がいくら0に近い定数であっても，位相空間における質点の軌道は原点の囲りを大きく回る曲線となり，質点の運動は（5.2－20）の運動から大きくずれることになる。しかるに図5.2－7の様に $U(q)$ が常に負の値しか取らないときは，$H(q, p)$ が0に近い限り，即ち超電導体の両端が十分ヘリウム温度に冷却されている限り，質点は位相空間の原点近くを動く。このとき $q(\tau)\simeq 0$ でありこれは $T(x)\simeq T_0$ を意味する。ゆえに超電導体に対する安定化条件として，任意の正の q に対して

$$U(q) \leqq 0 \qquad (5.2-27)$$

を得る。所で図5.2－3の W 及び図5.2－5の G の形から $U(q)$ はもう1つの極大点を持つことが判る。（図5.2－8参照）。この極大値を与える q を q' とすると，これは

$$\partial U / \partial q' = g(q') - w(q') = 0 \qquad (5.2-28)$$

から決まる。従って（5.2－27）の安定条件は最終的に

$$U(q') = \int_0^{q'} (g-w)\, dq \leqq 0 \qquad (5.2-29)$$

と同じである。ジュール熱 $g(q)$，及び熱除去 $w(q)$ は，一般に，超電導体の T_c，$J_c(T_0)$，安定化材の ρ，流している電流 I，及び導体の断面積 A_n，A_s 等によってその形が変る。従って（5.2－28）を満たす q' もこれらに依存する。ゆえに（5.2－29）の不等号の左辺もこれらの物性パラメーター及び幾何学的パラメーターに依存し，（5.2－29）式は，これらのパラメーターが満たさねばならない条件式となる。

例えば銅で安定化された Nb_3Sn 超電導体の場合を考えると，$T_c=15K$，$J_c(T_0)=10^5\ A/cm^2$，$\rho_{Cu}=5\times10^{-8}\Omega cm$，$P=1\ cm$，$A=A_n+A_s=1\ cm^2$ とした場合，最大の電流（臨界電流）$I=I_c=A_s J_c(T_0)$ を流しているときでも安定条件（3.2－29）が満たされる為には，常電導体／超電導体比

$$R_{ns} = A_n / A_s \qquad (5.2-30)$$

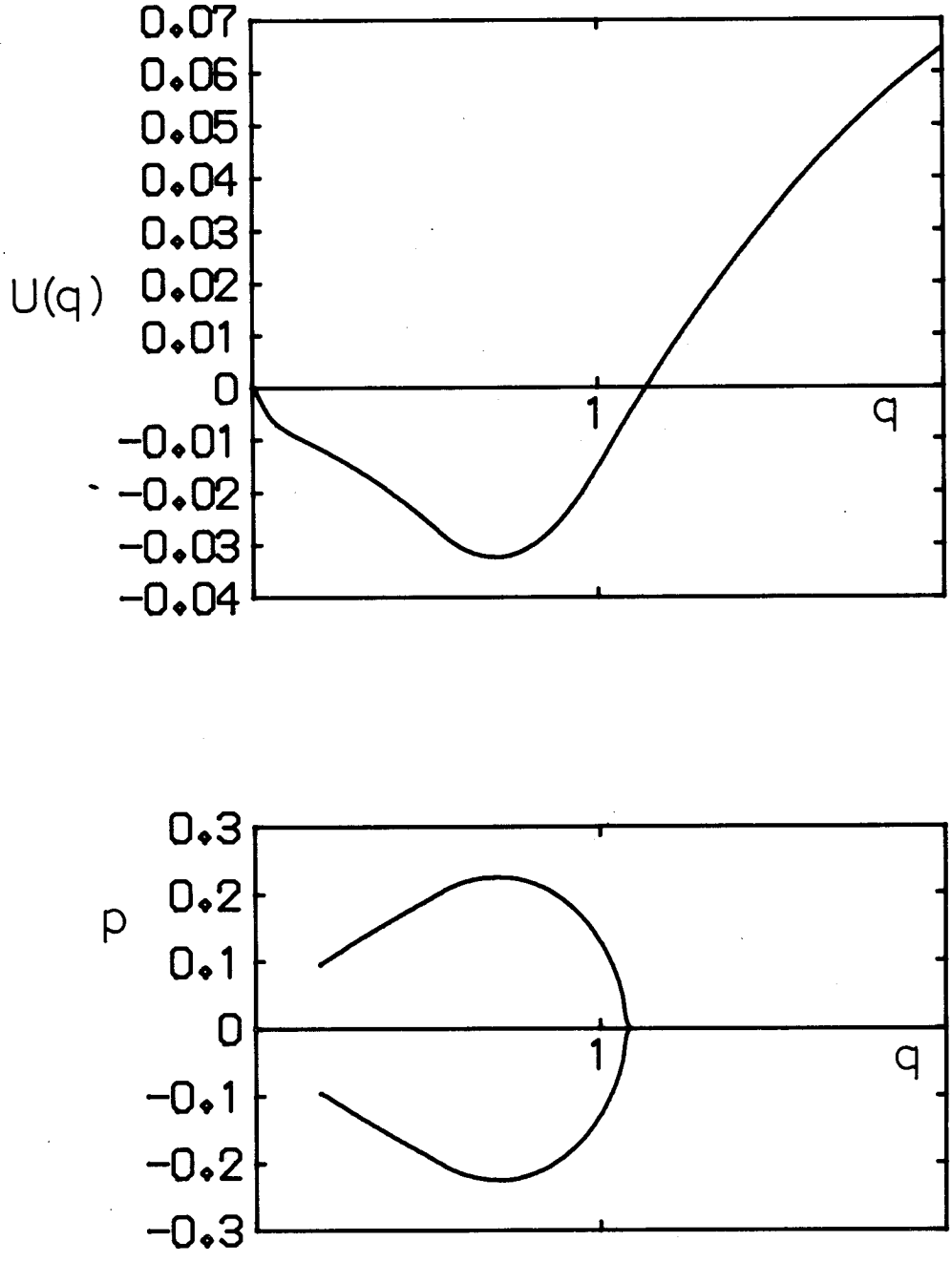


図 5.2－6：$U(q)$及び位相空間（q，p）内の軌道を表す模式図(I)
（$U(q)$が正の値を持つ場合）

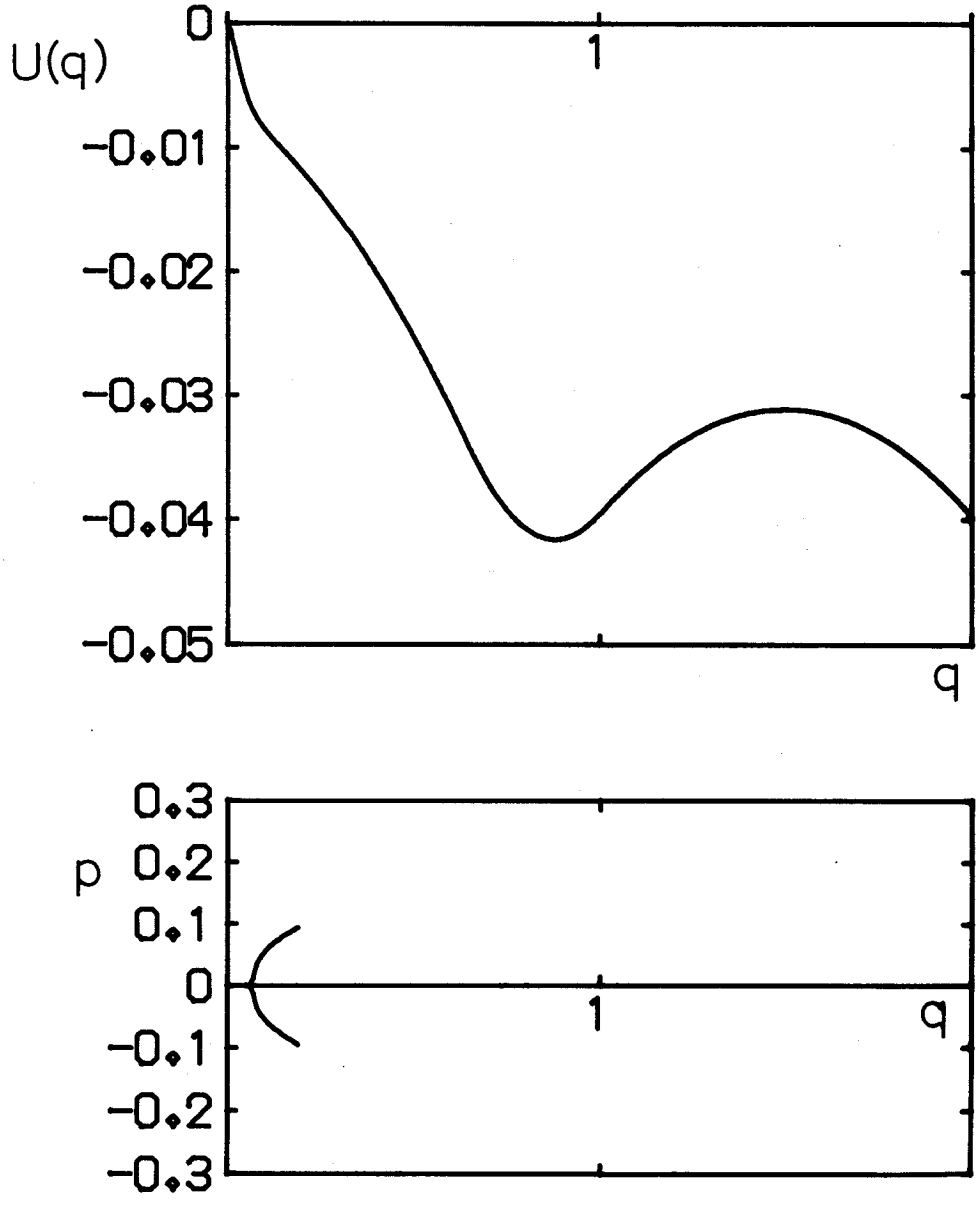


図 5.2－7 ：$U(q)$及び位相空間（q , p）内の軌道を表す模式図(II)

（$U(q) \leqq 0$ の場合）

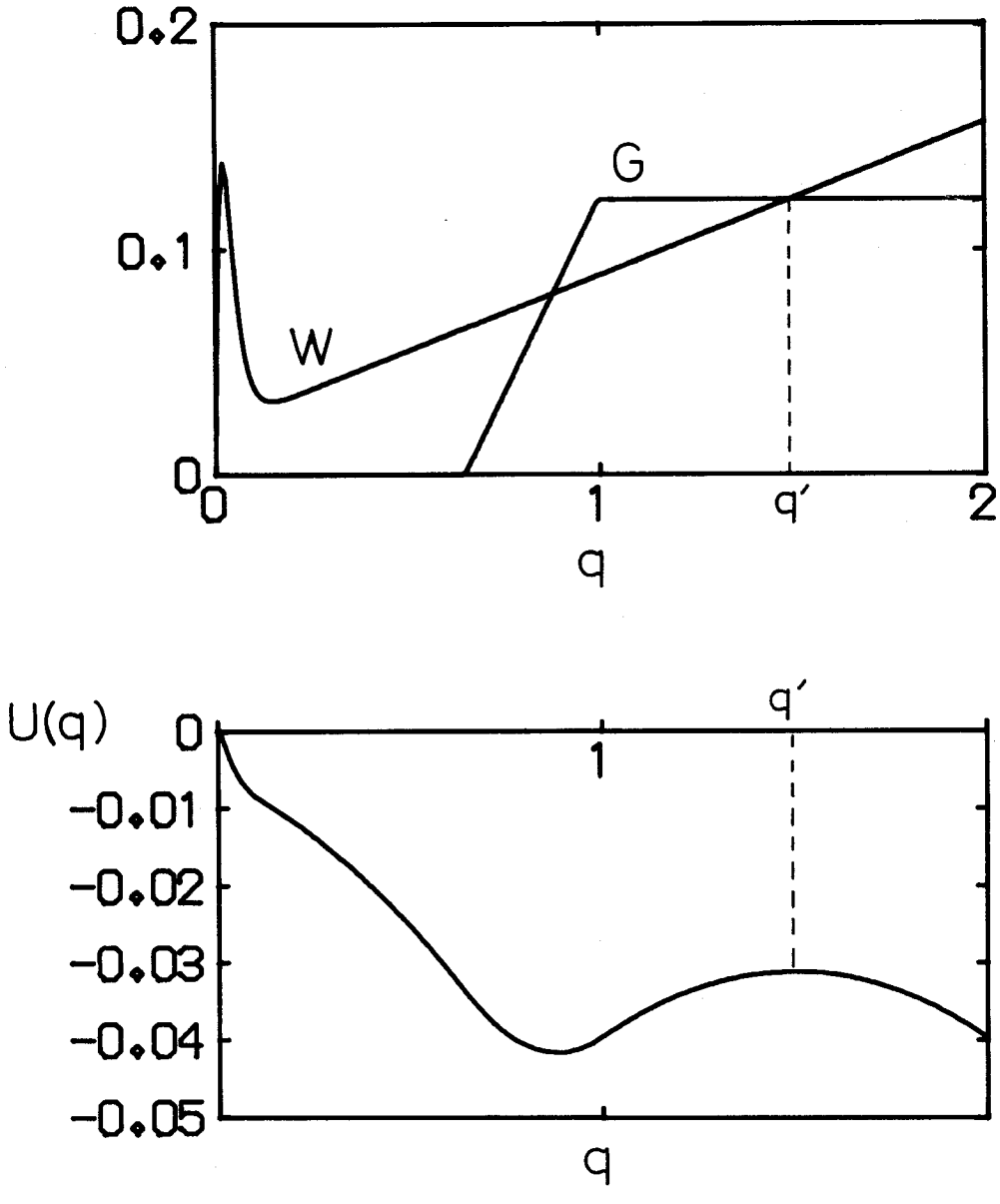


図 5.2 − 8 ： W , G 及び U の関係

を約30にしなければならない。言い換えると $R_{ns}=30$ に選べば，臨界電流下においても，この複合線材は“ Cryostable ”である。

輸送電流をもっと低い値，例えば

$$0.2 \times I_c$$

に抑える場合，即ち80％の電流マージンを見込んで使用するときは，(5.2-29)を満たすR_{ns}は4～5程度で良いことになる。

[付録　5.2－1]

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。即ち

$$m_0 q^* = \int_0^q m(q)\, dq \qquad (A5.2-1)$$

ここにm_0は正の定数である。$m \geqq 0$，$q \geqq 0$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

$$F(q(q^*)) = w(q(q^*)) - g(q(q^*))$$

はq^*の一価関数として一義的に決まり(4.2-19)式は

$$m_0 \frac{d^2 q^*}{d\tau^2} = F^*(q^*) \qquad (A5.2-2)$$

となる。ここに$F^*(q^*) = F(q(q^*))$と置いた。

(A5.2-2)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べば良い。例えば$K \propto \Delta T$の場合を考えると，比例係数をγとして

$$m(q) = \gamma q \qquad (A5.2-3)$$

とおける。このとき$m_0 q^* = \gamma q^2/2$，あるいは$q = \sqrt{2 m_0 q^*/\gamma}$であって，$m_0 = \gamma/2$と選ぶことにより(A5.2-2)は

$$m_0 \frac{d^2 q^*}{d\tau^2} = F(\sqrt{q^*}) \qquad (A5.2-4)$$

となる。

5.3　安定性に対する核融合炉中性子照射効果

安定化条件（5.2－29）はIやR_{ns}に対する設計基準を与える。しかし，核融合炉中性子照射下においては，T_c，J_c，ρが照射効果によって変る為，安定化されたIや，R_{ns}が変る。言い換えれば照射効果によってT_c，J_cが劣化し，ρがふえるため“ポテンシャルUが上昇し”，複合導体の安定性が低下する。このポテンシャルを下げるために，より多くのR_{ns}が必要となる。従って，例えば，最初に設計したR_{ns}が，照射効果によって，最悪の場合，安定化条件を満たさなくなることもあり得る。このため照射効果を考慮した安定化パラメーターの決定が重要である。

第2章においてρの中性子照射効果を，第4章においてはT_cとJ_cの中性子照射効果を，それぞれ中性子スペクトルを考慮して論じたが，この結果を用いて安定性への照射効果を調べてみる。

先ず（5.2－29）の$U(q')$は，I，及びR_{ns}によって変るので，これを新たに$U(I, R_{ns})$と書く。従って，安定化条件は

$$U(I, R_{ns}) = \int_0^{q'} (g-w)\,dq \leqq 0 \qquad (5.3-1)$$

但し，$g(q)$，$w(q)$，q'等はすべてI，及びR_{ns}によって変る。（5.3－1）は超電体がCryostableである為のI及びR_{ns}が満たさなければならない条件を与える。そこで先ず最大の電流$I_c = A_s J_c$の下でも（5.3－1）が成り立つ条件を考える。これはR_{ns}の下限を与える筈であるから，これをR^*_{ns}と書くとR^*_{ns}は

$$U(I_c, R^*_{ns}) = 0 \qquad (5.3-2)$$

を解いて得られる。図5.3－1は，銅で安定化されたNb_3SnのR^*_{ns}を横軸Φに対してプロットしたもので，計算に用いたパラメーターは，表5.3－1にまとめてある。

図中の各曲線は核融合炉中性子（10～14MeV）の割合αが異なるものを表わしている。これらの曲線の特徴は，ある照射量でR^*_{ns}が最大となることである。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。即ち安定性が低下し，ポテンシャルUが上昇するため，これを下げるのにより多くの安定化材

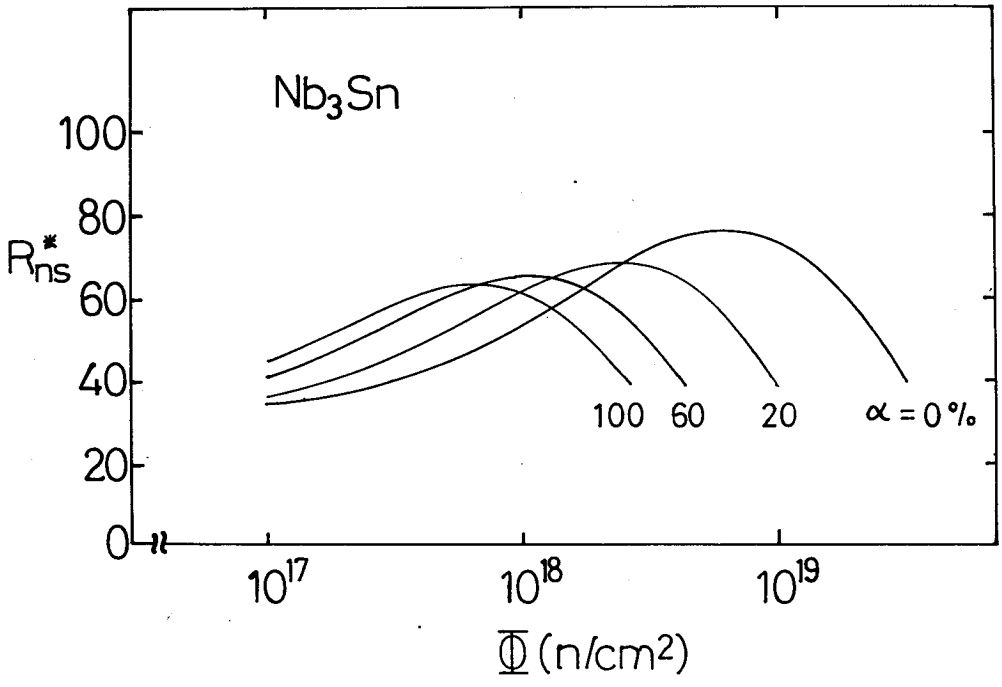


図 5.3－1：安定化された R_{ns} の Φ 依存性。
α は核融合中性子（10～14MeV）の割合

表 5.3 － 1

$T_c(0) = 15$ (K)	$T_c(\infty) = 3$ (K)
$J_c(0) = 10^5$ (A/cm^2)	$J_c(\infty) = 10^4$ (A/cm^2)
$\rho(0) = 5 \times 10^{-8}$ (Ωcm)	$\rho(\infty) = 5 \times 10^{-7}$ (Ωcm)
$A = 1$ cm^2, $P = 1$ cm	

が必要となるのである。一方，最大値を取った後，R^*_{ns}が減少するのは，J_cが劣化する為，導体に流せる最大電流I_c自身が下り，ジュール発熱が大きくならない為である。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。これは恐らく，$T_c(\Phi)$，$J_c(\Phi)$，$\rho(\Phi)$をΦの同じような関数で記述し,夫々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。一方R^*_{ns}が最大となるΦをΦ_{max}と書くと，Φ_{max}はαの増加に伴って，低線量側へずれてゆく。図5.3－2は,この関係を明確にするためにΦ_{max}を横軸αに対して描いたもので，Φ_{max}がαの増加と共に急激に減少することが判る。核融合炉の超電導磁石領域では，平均的なαの値が5％程度と考えられるが，この場合Φ_{max}は，約$5\times10^{18}n/cm^2$である。しかし，αの値が20％を越えるとΦ_{max}はほとんど飽和値$10^{18}n/cm^2$近くまで下る。この効果は，14MeV中性子の漏れに対する遮蔽の問題を取扱う場合に考慮されるべきであろう。

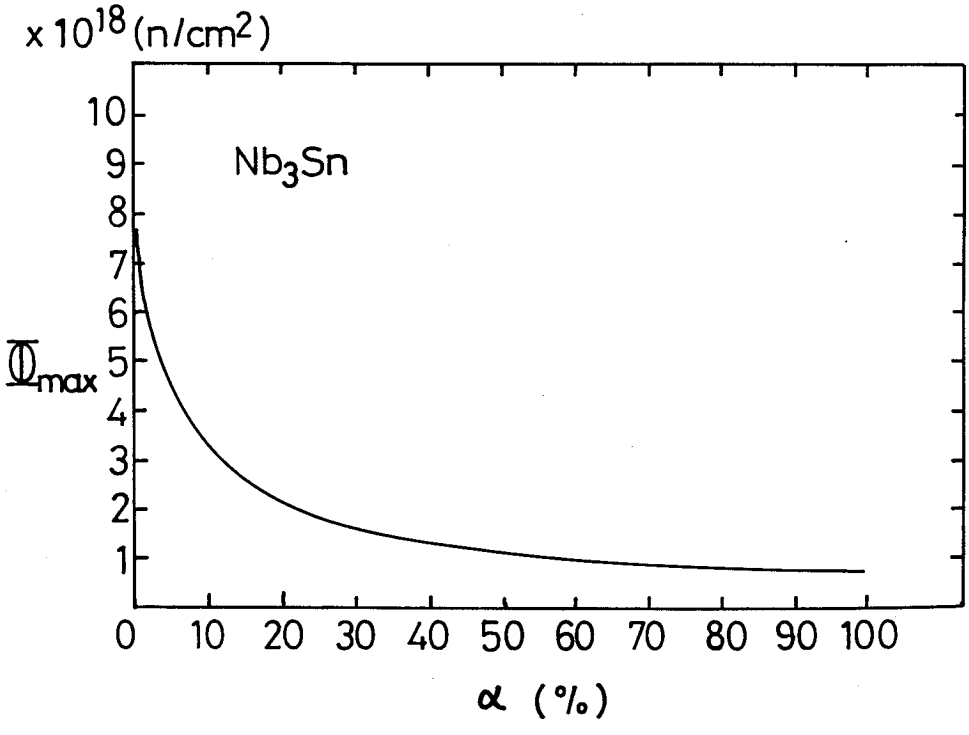


図5.3－2：R^*_{ns}の最大値を与えるΦのα依存性

次に R_{ns} の値が，R^{*}_{ns} の様な大きな値を，例えば経済的な理由の為に，取ることが許されない場合を考える。この時は，流す電流 I の方を，I_c 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 I_{max} は，臨界条件

$$U\ (\ I_{max}\ ,\ R_{ns}) = 0 \qquad (5.3-3)$$

から決まる。図 5.3－3 は，$R_{ns} = 4$ の場合の I_{max} を実効電流密度(Overall Current Density)

$$J^{OV}_{max} = I_{max} / A \qquad (5.3-4)$$

で，ϕ に対して描いたものである。但し $J^{OV}_{max}(\phi)$ は照射前の値 $J^{OV}_{max0} = J^{OV}_{max}(0)$ で規格化してある。図に見れる如く，J^{OV}_{max} の劣化は，$\phi \sim 10^{16} n/cm^2$ の程度から起り始める。この程度の照射量では，図 5.3－4 から判る様に，T_c，J_c はほとんど

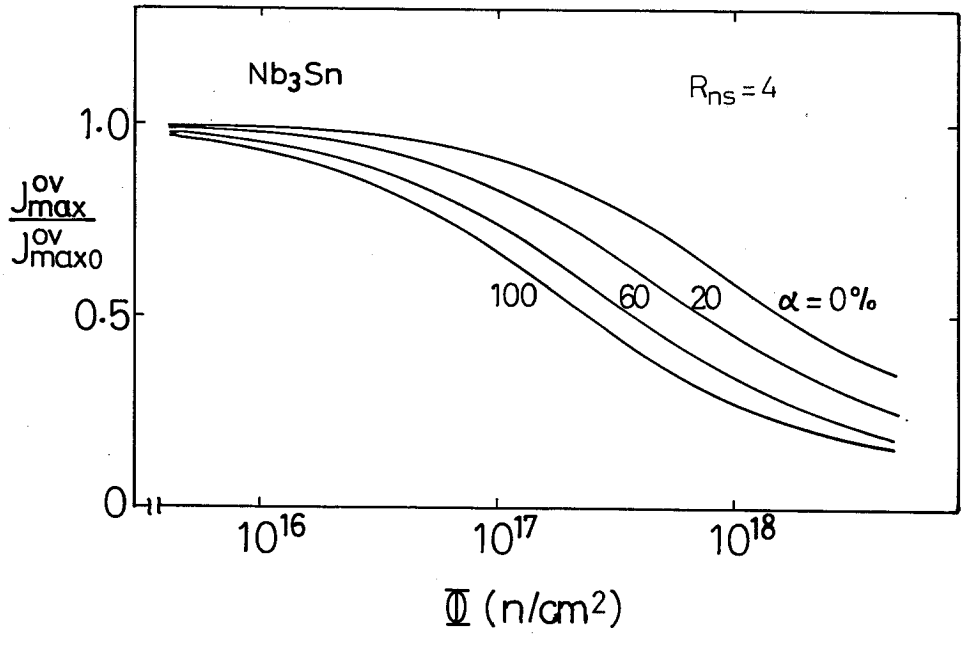


図 5.3－3：安定化された電流密度の照射量依存性

横軸：中性子照射量 ϕ

縦軸：安定化されたオーバーオール電流密度 J^{OV}_{max} を照射前の値 J^{OV}_{max0} で規格化したもの。

図中，α は核融合中性子（10～14MeV）の割合，（第 2 章（2.7－16）式参照）

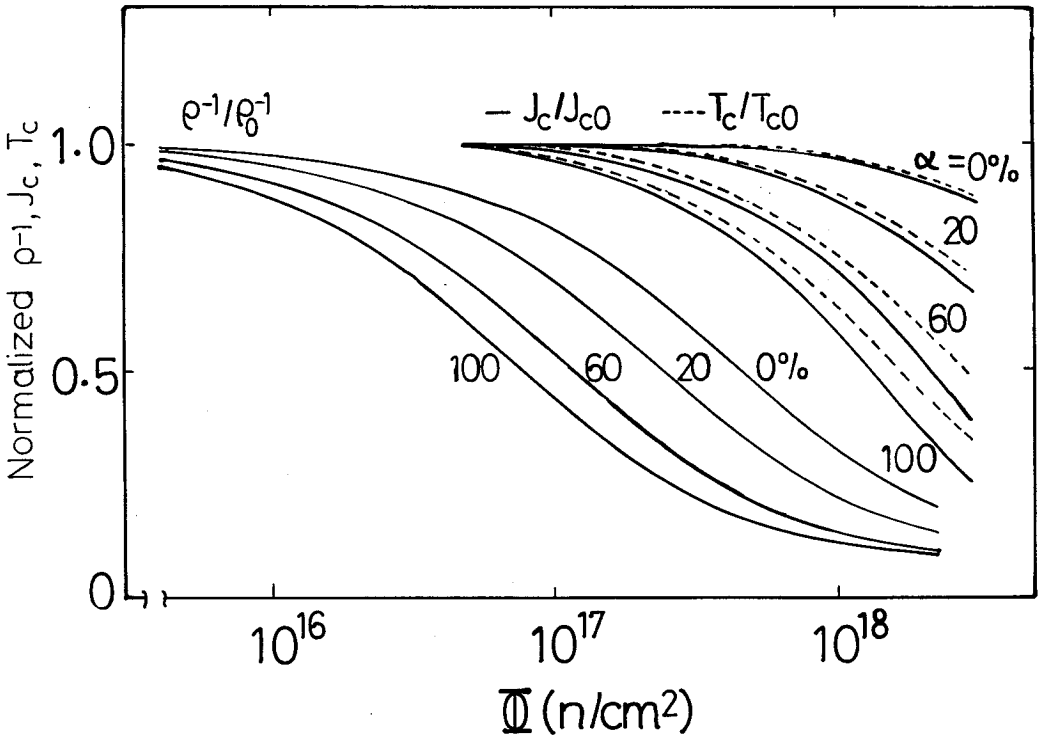


図 5.3－4：T_c，J_c，ρ の核融合炉中性子照射効果

横軸：中性子照射量 Φ

縦軸：T_c，J_c，ρ^{-1} を照射前の値で規格化したもの。

変化しないから，J_{max}^{OV} の劣化は,主に安定化銅の伝導度 ρ^{-1} の劣化によるものであると考えて良い。又，J_{max}^{OV} の劣化速度は，αの増加によって加速される。例えば，最も極端な場合，即ち $\alpha = 100\,\%$の場合では，$J_{max}^{OV}(\Phi) / J_{max}^{OV}(0) = 0.5$ となる Φ は $3 \times 10^{17}\ n/cm^2$であって，これを $\alpha = 0\,\%$の場合と比べると約 1／5 である。さらに，これを超電導体の J_c 自身の劣化と比べると（図 5.3－4 参照）約 1／10となり，照射量で約 1 桁早く劣化が進行する。特に $\alpha = 100\,\%$の場合を考えると，J_{max}^{OV} は，$10^{16} n/cm^2$ 以下から劣化が顕著になり始める。この照射量は，中性子束を $10^9 n/cm^2 \cdot sec$ とすると約 100 日の照射時間に相当する。従って複合超電導体が，核融合炉中性子の割合の非常に多い照射を局所的に受けると，その部分では安定性が短期間に低下してしまうと考えられる。この様

な場所は，超電導磁石のクエンチの源となり得る可能性がある。実際の核融合炉超電導磁石が，$\alpha = 100$ %の（中性子ストリーミングによる）照射を受ける可能性は，少ないと思われるがこのような，安定性のα依存性を考慮すると核融合炉中性子の漏れに対する十分な配慮が，特に cryostability の観点から見て重要である。

最後にある程度の電流マージンを取ることが許される場合の安定化されたR_{ns}を求める。（5.3－2）式は最大の電流I_c下で安定化されたR_{ns}を決めるが，最大電流をもう少し下げて（$1-M$）I_cにするとき，即ち，最大電流に関して割合Mのマージンを取るときの安定化されたR^*_{ns}を考える。このR^*_{ns}は，

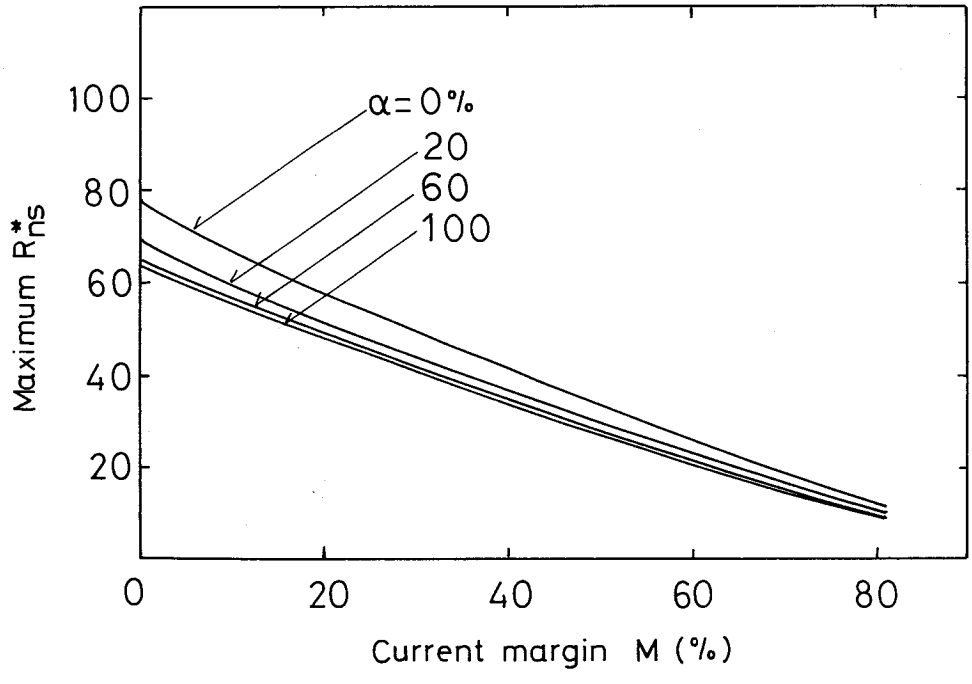


図 5.3－5：R^*_{ns}の最大値と電流マージンの関係。
横軸：電流マージンM
縦軸：R^*_{ns}の最大値
図中αは核融合中性子（10～14MeV）の割合。

$$U\ (\ (1-M)\ I_c\ ,\ R^*_{ns}\ )\ =\ 0 \qquad (5.3-5)$$

を解いて求まる。このR^*_{ns}は，あるΦでやはり最大値を持つが，この最大値は電流マージンMに依存する。図5.3－5は，横軸M(%)に対して，このR^*_{ns}の最大値を描いたものであって，R^*_{ns}の最大値を低く抑えるには電流マージンMを十分多く取らねばならない。例えばR^*_{ns}の最大値を20以下に抑える為には，電流マージンを60％以上に取る必要がある。なお図中の曲線はいずれのαに対しても大差がないが，これは前述と同じ理由による。

5.4 結　　言

超電導磁石が核融合炉中性子照射環境下で使用される場合の複合超電導導体の安定性に対する中性子照射効果を解析的に調べ，その計算結果からいくつかの重要な知見が得られた。これを要約すると次の様になる。

(1) 安定化されたR_{ns}比は照射量の増加と共に著しく増大しある照射量で最大に達する。R_{ns}の最大値は照射前の値の数倍に及ぶ。

(2) R_{ns}が最大となる照射量Φの値は，αの増大に伴って低線量側へずれてゆく。

(3) R_{ns}の小さな複合線材では，安定化された電流密度の上限は，T_c，J_cがわずか数％しか劣化しない照射量でも，数10％劣化する。これは安定化銅の残留抵抗ρ_{Cu}の照射効果が主に影響している。

(4) 電流マージンを適当に取ることによって，安定化されたR_{ns}の最大値を下げることができる。

参考文献

(1) B. J. Maddock, G. B. James and W. T. Norris, Cryogenics, Aug. (1969) 261

(2) 後藤憲一「力学通論」学術図書出版社

第6章　　総　括，討　論

本研究は，核融合炉用超電導磁石材料の内で安定化材，熱的及び電気的絶縁材，超電導体及び複合超電導導体の核融合炉中性子照射損傷における基礎的問題を取上げ，その理論考察を行った。表6－1は，その結果明かになった点，炉工学への寄与，今後の課題をまとめたもので，これに従って総括すると以下の様になる。

－安定化材（第2章）－

安定化材の中性子照射効果による残留抵抗増加を詳しく調べることは，超電導磁石の中性子照射下での安定化を議論する上で非常に重要である。何故ならば，超電導磁石の安定性は安定化材の伝導度に大いに左右されるからである。本研究は，高速中性子照射下での残留抵抗の増加機構を，損傷領域を2種類に分ける2領域モデルによって解析し，損傷率等の実験データと比較することによって残留抵抗増加におけるカスケード効果の役割を明らかにした。又，残留抵抗の増加に対する核融合中性子（10～14MeV）の効果を調べるため，核融合中性子の割合αが異なるいくつかのモデルスペクトルを導入し，夫々の損傷領域の生成断面積が損傷エネルギーに比例するという仮定の下で，αの違いによる残留抵抗の増加の変化を解析した。但し，ここで導入した中性子スペクトルは，あくまでモデルスペクトルであって，実際の核融合炉超電導磁石領域で予想される中性子スペクトルの分布を必ずしも模擬したものではない。従って，例えば$\alpha = 100\%$のモデルスペクトルは，ある程度のしゃへいを有する実際のの超電導磁石領域ではほとんどあり得ないスペクトルであろう。$\alpha = 100\%$のモデルスペクトルを考えることの意議は，RTNS－Ⅱ等における14MeV中性子照射の実験結果の解析を通して，本理論の妥当性を検討する時に生ずるものであることを記しておく。従って今後の課題の1つは，14MeV中性子照射実験のデータが蓄積されれば，これらを本理論の予測結果と比較，検討した後，より実際的な中性子スペクトルを用いて，核融合炉中性子照射下での照射効果を調べることである。なお，今後の問題として上記の他に,炉のパルス運転に伴う機械的疲労による残留抵抗との同時効果が重要であろうと思われる。何故なら疲

表６－１

材　　料	本研究が明かにした点	炉工学への寄与	炉工学的見地から見た今後の課題
安定化材	(1) 残留抵抗増加過程におけるカスケード効果 (2) 残留抵抗増加の中性子スペクトル効果	安定化材の核融中性子照射効果に関する基礎データの提供	(1) RTNS－Ⅱ実験データとの比較 (2) 機械的疲労による残留抵抗の増加との同時効果の解析
絶縁材	(1) 衝撃波効果による損傷過程の可能性 (2) 空孔生成エネルギーと融点の関係	絶縁材（特に有機系）の14MeV中性子照射損傷の研究の重要性を指摘	(1) 実用材での衝撃波効果のモデル解析 (2) 照射損傷メカニズムの解析
化合物系超電導体	臨界温度及び臨界電流の照射劣化における中性子スペクトル効果	しゃへい設計に必要な核融合炉照射データの提供	(1) RTNS－Ⅱ実験データとの比較 (2) J_C のピーク効果を取入れた解析 (3) J_C の応力効果を取入れた同時効果の解析
複合超電導導体	(1) 核融合炉中性子照射下での最適安定化材の量 (2) 安定化電流低下における中性子スペクトル効果	核融合炉中性子照射下における超電導磁石の安定化に関する基礎データの提供	(1) 安定化材の疲労効果を取入れた解析 (2) J_C の応力効果を取入れた議論 (3) ３次元問題としての取扱い

労による残留抵抗の増加は，照射による効果と同程度であるからである。(†)

－絶縁材（第３章）－

絶縁材の高エネルギーイオン照射損傷においては，従来のいわゆる２体衝突に基ずくカスケード損傷以外に,多体衝突に基ずく原子の集団励起による損傷過程も可能であることを，UO_2核分裂破片による損傷例の解析を通して示した。この効果は，例えば，特に軽元素から構成されている有機系の絶縁材の14MeV中性子損傷において考慮すべきであると考えられる。表６－２はUO_2の核分裂破片損傷と有機絶縁材（Epoxy等）の14MeV中性子による損傷の場合を比較したものである。表中Mv_s^2（Mは構成元素の質量，v_sは音速）は圧縮エネルギーで，カスケードの最終段階で衝撃波を発生させるのに必要な，原子１個当りの平均エネルギーに相当する。表から明らかな様に有機絶縁材の場合，１次ノックオン原子のエネルギーは最大でも14 MeV(即ち，中性子が構成元素の水素をはじき出したとき）であって,UO_2の場合の核分裂破片のエネルギー，80MeVの約１／６であるが衝撃波を発生さすのに必要なエネルギーは1/25以下で良い。従ってエネルギー的には，有機材の14MeV中性子損傷において衝撃波の発生は可能であると思われる。一般に有機絶縁材は中性子線およびγ線の両者の損傷が問題となるが，吸収エネルギーの大小から見ればむしろγ線による損傷の方が大きい。しかし，中性子照射による損傷は第２章で述べた様なカスケード損傷であり，直接原子核を変位させるためこのような損傷を，γ線による化学結合の切断等の分子的な変化のみを与える損傷と,吸収エネルギーだけで比べるのは妥当でない。特に核融合中性子照射によって衝撃波損傷が可能であるならば，核融合中性子はγ線による損傷とは本質的に異なった損傷をもたらすことになる。従って核融合中性子の割合が多い中性子束の照射を受ける場合は，核分裂炉の照射あるいはγ線の照射実験だけでは核融合炉での照射損傷を十分模擬できないと予想される。このことを考

表６－２

	UO_2	有機系絶縁材
損傷を与えるイオンのエネルギー	80MeV	＜14MeV
音　速　v_s	$\sim 5\times10^3 m/sec$	$\sim 10^3 m/sec$
Mv_s^2	～　25 eV	≪　1　eV

(†) 片桐等による。（ICMC. Colorado Springs, Aug. 15－19. 1983, FZ－4）

慮すると，今後有機材の核融合中性子の照射効果データの蓄積が重要であろう。

第３章の後半では，空孔生成の液体モデルを提案しイオン結合性絶縁体の空孔生成エネルギーを，その物質の融点，格子定数及び誘電率から見積る一般式を導出した。この式を用いて核融合炉用無機絶縁材の１つであるMgOの空孔生成エネルギーを見積ると約5.4 eVである。今後の課題としてはdivacancy の結合エネルギーに対してさらに詳細な議論が必要であると思われる。

－化合物系超電導体（第４章）－

超電導磁石のしゃへい設計の精度を上げる為には，より正確な核データはもちろんの事，より正確な照射データも要求される。本研究は，炉の複雑な構造から，中性子エネルギースペクトルが場所的に異なる，核融合炉超電導磁石領域において，核分裂炉照射で得られた超電導特性劣化のデータをどの様に修正されるべきかを調べる，簡単な手法を提案した。核融合炉中性子照射下での超電導特性の劣化を，中性子束に含まれる 10 ～ 14 MeV の核融合中性子の割合及び，中性子照射量をパラメターとして数値計算した結果，臨界温度，臨界電流の劣化が中性子束に含まれる核融合中性子の割合αに敏感に依存することが明らかになった。特にα = 100 %に対する結果は今後RTNS－Ⅱ等の実験データと比較，検討し，モデルの妥当性等について議論する必要があるものと思われる。その他，今後の課題としては，J_C のピーク効果を取入れて，理論の精密化を計ること，J_C の応力効果をも取入れた同時効果についての議論等が，工学的見地から必要であると思われる。

－複合超電導導体（第５章）－

実用超電導磁石のコイルは超電導体の囲りに安定化用銅等を被覆した複合導体である。この場合，磁石の安定化の立場からすれば，個々の材料の照射効果が，磁石の安定性にどのような影響を及ぼすかが，重要な問題の一つになる。本研究は，従来の安定化概念に中性子照射効果を考慮することにより，最適安定化材の量，安定化された電流等が核融合炉中性子照射によってどの様に変るかを明らかにした。この結果，本計算に用いた条件下では照射効果を考慮すれば，磁石の安定化には多量（Rns ≫ 10）の安定化材が必要であること，安定化された電流は照射量のみならず，それに含まれる10～14 MeV の核融合中性子

の割合によって敏感に変ること，これらの効果は主に安定化材（銅）の残留抵抗の増加に起因すること等が明らかになった。

今後の課題としては，安定化材の機械的疲労による残留抵抗の増加，及びJ_Cの応力効果等の同時効果を取入れた議論等が実用的見地から重要であると考えられる。又，本研究の安定性の解析において，体系の温度分布は導体の軸方向のみを考えたが，導体の半径方向の分布を考慮した場合どの程度安定化条件がゆるめられるかが今後の問題として残されている。

第7章　結　　論

本研究で得られた結論を以下に列記する。

－第2章－

(1) 高速中性子照射下での残留抵抗増加 $\Delta\rho$ は，一般式

$$\Delta\rho = -\left[(\rho_1-\rho_2)\sigma_1 / (\sigma_1+\sigma_2)\right]e^{-(\sigma_1+\sigma_2)t} - \rho_2 e^{-\sigma_1 t} + (\rho_1\sigma_1+\rho_2\sigma_2)/(\sigma_1+\sigma_2)$$

で与えられる。t は照射時間である。

(2) $d\Delta\rho/dt$ vs $\Delta\rho$ の非直線性は上記の式で統一的に説明される。

(3) 電子－フォノン相互作用の弱い，即ち熱又は電気伝導の高い金属はカスケードの局所的焼鈍効果が大きい。

(4) カスケードの局所焼鈍率 γ は微視的モデルでは，

$$\gamma \approx \{1 - exp(-K^*/K)\}/(K^*/K)$$

で表わされる。K は室温の熱伝導度，K^* は熱伝導度の次元を有する物質パラメターである。

(5) Cu，Aℓ，Ag，Niは微視的モデルによく従う。

(6) 中性子エネルギースペクトルを考慮するとCu，Aℓ の残留抵抗増加は近似的に

$$\Delta\rho \approx \Delta\rho(\infty)(1 - exp - \kappa \langle D(E)\Sigma(E)\rangle \phi)$$

で表わされる。Dは損傷エネルギー，$\langle\cdots\cdots\rangle$ は中性子スペクトル平均を表す。

(7) モデルスペクトルを用いた残留抵抗増加の数値計算では，10～14 MeVの中性子の割合 α が100％の照射を受ける場合，$\alpha = 0$％の場合と比較して，照射量で1／3～1／4の低い線量で同量の残留抵抗増加をもたらす。

－第3章－

(1) UO_2 核分裂破片（F.F.)による表面損傷（クラスタ放出，クレータの形成）はF.F.のイオン化スパイクに伴う衝撃波発生モデルで定量的に説明される。

(2) エポキシ系等の軽元素絶縁材が 14 MeV中性子照射を受けた場合，衝撃波損傷の可能性がある。

(3) 純金属の空孔生成エネルギーと融点は比例し，その比例数は普遍定数

$$3(3/4\pi)(2\pi e/3)^{3/2}\ k$$

$$\approx 9.73\ k$$

である。ここに k はボルツマン定数である。

(4) イオン結合性絶縁体の空孔生成エネルギー W は 20～30％の誤差内で，

$$W \sim 9.73\ kT_m + (ze)^2/4\pi\varepsilon a$$

で与えられる。T_m は融点，z はイオン電荷，ε は誘電率，a は格子定数である。

－第 4 章－

(1) 臨界温度 T_C，及び臨界電流 J_C の中性子スペクトルを考慮した照射効果は

$$T_C(\phi) = T_C(\infty) + (T_C(0) - T_C(\infty))exp - \kappa < D(E)\Sigma(E) > \phi$$

$$J_C(\phi) = J_C(\infty) + (J_C(0) - J_C(\infty))exp - \kappa < D(E)\Sigma(E) > \phi$$

で与えられる。

(2) モデルスペクトルを用いた数値計算の結果，核融合中性子の割合 α が 100％の照射を受ける場合，$\alpha = 0$％の場合と比較すると，同量の T_C 又は J_C の劣化を与える線量は約 1／10 である。

－第 5 章－

(1) 複合超電導導体の中性子照射による安定性の低下は，力学的アナロジーから“ポテンシャル”の上昇という概念でとらえることができる。

(2) 安定条件を満たす，銅／Nb_3Sn 比は照射量の増加と共に著しく増大し，ある照射量で最大に達する。

(3) R_{ns} が最大となる照射量は，中性子束に含まれる 10～14 MeVの核融合中性子の割合が増えるに伴って低線量側へずれてゆく。

(4) R_{ns} を一定にして電流密度を制抑する場合，安定化された最大電流密度は照射量の増加に伴って低下する。これは主に安定化材（銅）の残留抵抗の増加に起因している。

(5) 電流マージンMを増すと安定化されたR_{ns}の最大値は小さくなる。例えば50%電流マージンを取ると安定化されたR_{ns}の最大値は1／3程度に下げることができる。これは，10～14MeV中性子の割合にはあまり左右されない。

以　上

List of Papers

(1) Analysis of Clustering Phenomena Based on Shock Wave Model, Journal of Nuclear Materials, vol.71, No.1 (1977) 181

(2) New Interpretation of Proportionality Between Vacancy Formation Energy and Melting Point, Physica B+C, vol.115, No.1 (1982) 67

(3) Neutron Irradiation Effect on NbTi and Nb_3Sn and Their Application in Superconducting Magnet for Fusion Reactors, Journal of Nuclear Materials, vol.72 (1978) 177

(4) 14 MeV-Neutron Effects on T_c Degradation of A-15 Superconductors for Fusion Reactor, Proceedings of The International Cryogenic Material Conference Kobe, Japan, 11-14 May 1982 (p90-p93)

(5) Liquid State Model of Vacancy Formation Energy in Ionic Crystals, Physica B (being submitted)

(6) 14 MeV Neutron Irradiation Effects on Cryostability of Composite Superconductor for Fusion Reactor, Cryogenics (in press)

(7) 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。
低温工学 vol.18 No.6 (1983) 229

(8) Two-zone Model of Cascade Damage for Low-Temperature Neutron-Irradiated Pure Metals (to be submitted)

(9) Dose Evaluation at Low Level with TL Dosimetry in the Linac Facility of Osake University, Radiation Protection Dosimetry (1983) (in press)

学会発表，講演（国内）

(1) 二次元高速炉体系へのレスポンスマトリックス法の応用
日本原子力学会　1976年

(2) 衝撃波モデルによるクラスタリング現象及びクレーターの解析
日本原子力学会　1977年

(3) 核融合炉用超電導材料の静的及び動的中性子照射効果
日本原子力学会　1979年

(4) 超電導マグネット材料の機械力，及び放射線に対する応答
低温工学会　25回（1980年）

(5) 核融合炉照射によるT_C（臨界温度）の劣下計算
低温工学会　27回（1981年）

(6) 低温照射欠陥生成過程の統計的記述
日本物理学会　36回（1981年）

(7) 高速中性子照射の欠陥生成過程
日本物理学会　36回（1981年）

(8) アルカリハライドにおける融解モデルと格子欠陥
日本物理学会　36回（1981年）

(9) 超電導体用安定化材の放射線損傷
第2回核融合連合講演会　（1981年）

(10) アルカリハライドの空孔生成エネルギー(Ⅱ)
日本物理学会　37回（1982年）

(11) カスケード効果による残留抵抗の増大
日本物理学会　37回（1982年）

(12) 超電導材料の中性子照射損傷
第3回若手核融合研究集会 (1982年)

(13) 高速中性子損傷における欠陥生成モデル
日本物理学会 第38年会 (1983)

(14) カスケード効果による残留抵抗の増大 II
日本物理学会 1983年秋の分科会

国際会議講演

14 MeV-Neutron Effects on T_C Degradation of A-15 Superconductors for Fusion Reactor, ICEC9-ICMC, 1982, Kobe, Japan.

謝　　辞

本論文をまとめるにあたり，岡田東一教授には懇切な御指導，御鞭達を賜り心から感謝の意を表します。

さらに井本正介教授，関谷全教授，住田健二教授，三宅正宣教授には，本論文のご査読を賜り厚くお礼申し上げます。

また，本研究を遂行するにあたり，理解ある御支援，有益な討論をいただいた，大阪教育大学助教授萩原武士氏に感謝の意を表します。

さらに本研究の遂行に際し，岡田研究室，大脇成裕講師には懇切な御協力，御討論を賜りここに深く感謝いたします。又，岡田研究室の片桐一宗，西嶋茂宏，西浦徹也，福本将彦の諸氏を始め，岡田研究室の皆様には御協力を賜わりました。

本論文がこのように皆様の御指導，御協力の賜物である事を附記し心より深く感謝いたします。