

| | |
|--------------|---|
| Title | メスバウア吸収ならぬメスバウア散乱という新しい実験 |
| Author(s) | 中井, 裕 |
| Citation | 大阪大学低温センターだより. 1983, 44, p. 6-9 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/4933 |
| rights | |
| Note | |

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

メスバウア吸収ならぬメスバウア散乱 という新しい実験

理学部 中 井 裕 (豊中 4151)

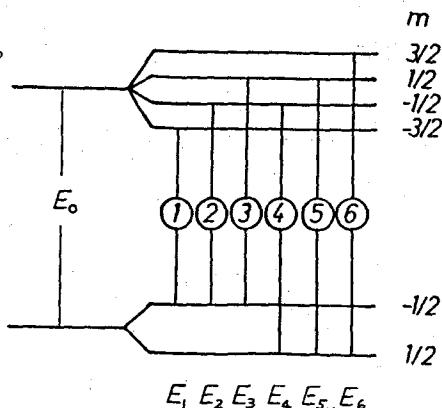
メスバウア散乱という手段は同様にメスバウア効果を利用するメスバウア吸収(通常メスバウア実験といえこれを指す)とは違って、物性研究の手段としては未だ独り立ちできない状態にある。メスバウア散乱の基礎実験はいくつか行われているが、それを物性研究の手段として使った例は殆んど無く、更に実験的には確かめるべきことも残されており、言はば物性研究への応用前夜というべき状態にある。我々の最近の実験は散乱に於ける干渉の基礎的な問題とも関連があるので、その結果をここに述べる。

周知のことではあるが、メスバウア効果について考えてみる。¹⁾ ある種の原子核(例えば⁵⁷Fe)が固体中に束縛されていると、励起状態から基底状態に遷移するときに反跳を受けることなくエネルギー巾の極めて狭い γ 線を放出する。この γ 線は反跳によるエネルギーの減少がないために別の固体中に束縛された同種の核種によって高い確率で共鳴吸収される。更に特徴的なことは、 γ 線のエネルギー巾がこの核種が置かれている環境によるエネルギー・シフト(例えば原子磁気モーメントによる核の位置での磁場、内部磁場、によるゼーマン効果)と同程度以下であること、及びそのエネルギー・シフトに対応する量を補償するには、その核種を含む固体(線源)の速さ数mm/sec程度の並進運動によるドプラ効果で充分であるという実験上の容易さがある。線源中の⁵⁷Fe核の置かれている環境(従ってFe原子の電子状態)を反映した放出 γ 線のエネルギー E_0 と吸収体(試料)中の⁵⁷Fe核の置かれている環境を反映した γ 線の吸収エネルギー E との差は γ 線のエネルギー巾より大きくとも、線源に適当な速度 v を与えることによって、 $E_0(1 + \frac{v}{c}) = E$ (c は光速)となり共鳴吸収が起る。 v を変えて吸収率のスペクトル変化を測定すればメスバウア吸収実験である。

吸収後、試料中の⁵⁷Fe核は励起状態にあり、自然遷移で再び γ 線を放出する。ここで吸収・再放出の過程は、入射した γ 線が試料中の⁵⁷Fe核によって共鳴散乱されたと思做せるという事がメスバウア散乱実験の基底である。従ってX線回折や中性子回折と同様の干渉効果が期待できる。特にX線の異常分散や中性子の共鳴散乱と形式的には同じ取扱いができる。散乱による干渉効果が期待できれば、メスバウア効果でFe原子の電子状態の些かの違いの区別を、干渉効果でそれらの空間配置と共に同時に測定でき、電子状態と空間配置の相関も知ることができる。電子状態のみを観測できるメスバウア吸収実験に比べて、情報の次元を一つ増すことにもなる。

再放出された γ 線の総てが干渉するのであろうか。例として、線源からは唯一種のエネルギー E_0 の γ 線が放出され、試料中の⁵⁷Fe核には内部磁場が働いてゼーマン効果で第1図のエネルギー単位に分離している場合を考える。選択則で許される遷移は図中の6種に限られる。例えばエネルギー E_0 の γ 線をドプラ効果で $E_0(1 + \frac{v}{c}) = E_1$ にすれば、試料中の $m = -\frac{1}{2}$ 基底状態にある⁵⁷Fe核に吸収され、吸収した⁵⁷Fe核は $m = -\frac{3}{2}$ 励起状態になり、再び γ 線を放出して元の基底状態に戻る。この過程では吸収された γ 線と再放出された γ 線は同じ遷移①(互いに逆過程)によるので同じエネルギー

同じ波長を持つ。次に E_2 なる γ 線が入射した場合を考える。遷移②が生じ ^{57}Fe 核は $m = -1/2$ 励起状態に達する。続いての再放出は遷移②及び④の両方共許されるであろうか。それとも吸収が遷移②又は④であるかによって、遷移②又は④の再放出の起る割合は異なるのであろうか。若し遷移②で吸収し遷移④で放出する過程（以後②→④過程と書く）が許されると、入射 γ 線の波長と再放出 γ 線の波長は異なり、回折条件も X 線回折とは異なる。それとも②→④過程では干渉効果は期待できないのか。



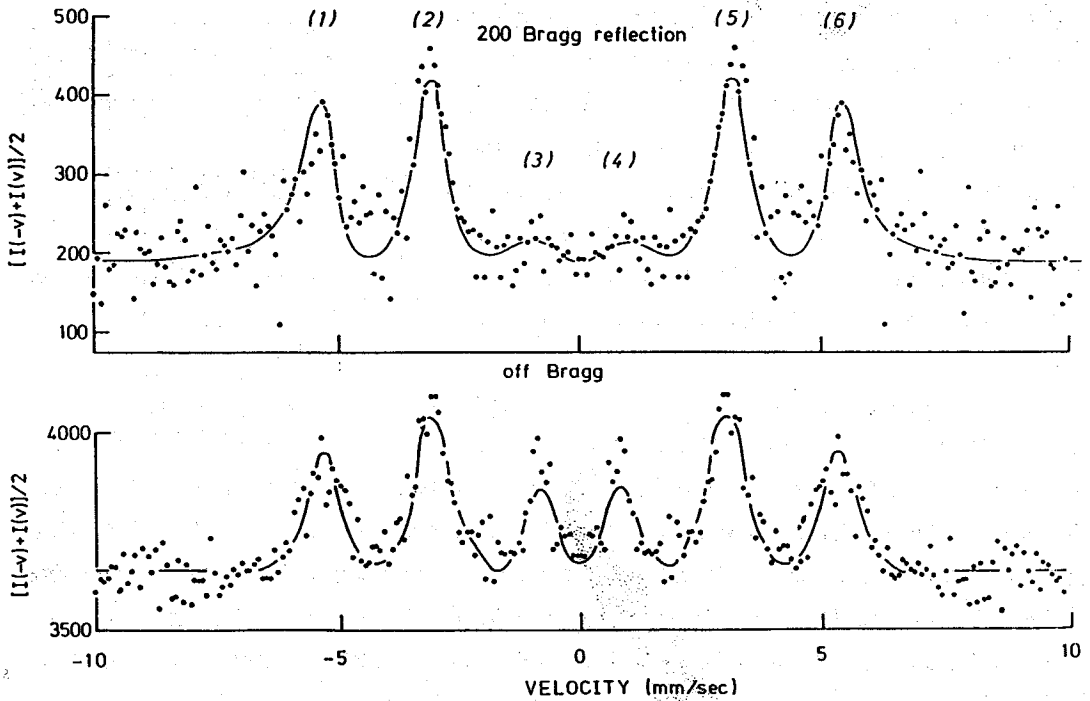
ここで一つの光源から出発して二つのスリットを通る光の干渉の問題を思い出そう。二つのスリットのどちらを光が通過

第1図 内部磁場がある時の ^{57}Fe 原子核のエネルギー準位

したか判別できない時のみ光の干渉が起る。この原理を試料中に 2ヶ以上の ^{57}Fe 核が存在しそれらが今、同一の線源核から出発した γ 線によって共鳴散乱する場合を考えてみよう。どの ^{57}Fe 核が共鳴散乱したかを判別できる時には、 γ 線は散乱されても非干渉性で回折効果は生じない。例えば②→④過程の共鳴散乱が起ると試料中の一つ・唯一つの ^{57}Fe 核のみが散乱前後で $m = -1/2$ 基底状態から $m = 1/2$ 基底状態に変化しており、他は元と同じ状態にある。実際は如何にして調べるかは別として、原理的には散乱に寄与した ^{57}Fe 核（散乱前後で状態の変っている原子核）を探し出せるので干渉は起らない。他方②→②過程では散乱前後で状態が変わった ^{57}Fe 核は無いので、どの原子核が寄与したかは如何なる手段によっても判らない。すべての ^{57}Fe 核が関与したと考えざるを得ないので、干渉効果（例えば特定の散乱角にのみ散乱されるブラッグ反射）が起る。この場合、一度吸収され再放出された γ 線は入射波の位相を記憶しており、各 ^{57}Fe 核からの共鳴散乱波の間で干渉すると考える。なお $E_0 = 1.44 \text{ keV}$ の γ 線の波長は約 0.8 \AA である。換言すれば、ブラッグ条件のもとでメスバウア散乱を観測すると①→①、②→②、……⑥→⑥過程の共鳴散乱が観測され、ブラッグ条件を満たさない条件で観測すればほぼ等方散乱である非干渉性散乱（②→④、③→⑤、④→②、⑤→③過程）が観測される。どちらの散乱も共鳴吸収を必要とするので、ドプラー速度 v を変化させて散乱スペクトルを測定すれば、共鳴吸収を起す速度でピークが見られる。第1図の場合に当てはまる ^{57}Fe 単結晶薄片での測定結果を第2図に示す。

2) 上図はブラッグ条件のもとで、下図はブラッグ条件からずれた状況での散乱スペクトルである。但しメスバウア散乱とそれ以外の散乱との干渉効果を消すようにスペクトルの左右対称成分のみを示す。

特にブラッグ条件でのピーク(1)と(3)の強度比に注目すると、強度比は①と③の遷移確率の比（メスバウア吸収実験の $d \text{tp}$ の深さの比）3 : 1とは異なる。遷移①で吸収された場合は①→①過程のみが起り、すべてブラッグ反射に寄与するが、遷移③で吸収された場合には③→③又は③→⑤過程が起こる。③と⑤の遷移確率の比は 1 : 2 であるから、 $1/3$ の場合は再び遷移③で γ 線を放出しブラッグ反射に寄与するが、残りの $2/3$ は遷移⑤の非干渉性 γ 線を放出しブラッグ反射には寄与しない。従ってピークの強度比は 3 : $1/3$ になる。下図のブラッグ条件を満たさない場合でもピーク(1)及び(6)が存在するのは上述以外の非干渉性散乱による。これらをすべて考慮して計算すると第2図の実線が得られる。



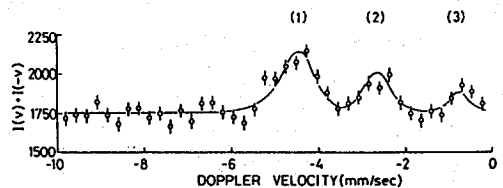
第2図 ^{57}Fe 単結晶によるメスバウア散乱スペクトルの速度に関する対称成分

メスバウア・ブラッグ反射ではピーク(1)と(3)の散乱強度比はいつも9:1であろうか。すべての ^{57}Fe 核の見る内部磁場が同じ時(第2図のFeの場合)はほぼ9:1となるが、内部磁場にバラツキがある時(第3図のNi-Fe合金の場合)にはこの比は9:1からずれる。第3図(スペクトルの左半分のみを示す)の場合の積分強度比は

1:0.37となっている。³⁾ このずれは線源から出てくる γ 線が完全な単色光でなく有限のエネルギー巾を持つために、共鳴エネルギーの異なる ^{57}Fe 核によって散乱された γ 線間にも干渉が生ずることによる。散乱強度を式で書けば、

$$I(v) \propto \Gamma(\Gamma + \Gamma_s) \sum_{\substack{k, k' \\ j, j'}} \frac{K_j}{E_0(1 + \frac{v}{c}) - E_{kj} + i(\Gamma + \Gamma_s)/2} \frac{K_{j'}^*}{E_0(1 + \frac{v}{c}) - E_{k'j'} - i(\Gamma + \Gamma_s)/2} \\ \times \left(1 - \frac{\Gamma_s}{\Gamma + \Gamma_s} \times \frac{E_{k'j'} - E_{kj}}{E_{k'j'} - E_{kj} + i\Gamma}\right)$$

E_{kj} : k 番目の ^{57}Fe 核の遷移 j の共鳴エネルギー



第3図 Ni_3Fe 合金のメスバウア散乱の330ブラッグ反射のスペクトルの左半分

となる。簡単のために、いくつかの重要な因子を K_j に含めてある。この式による計算値が第3図の実線である。括弧の前の共鳴項が通常の共鳴散乱の散乱振巾であり、完全単色光に対する散乱強度はこの共鳴項の積で表わせる。線源のエネルギー巾 Γ_s が零でない時には、散乱振巾の巾 Γ が $(\Gamma + \Gamma_s)$ になるのみならず、括弧の中の第2項が加わる。第2図のFeの場合には E_{kj} が k によらないため第2項は殆んど零になるが、Ni-Fe合金では第2項が寄与してピーク(1)と(3)の比が9:1からずれる。これはX線の異常分散や中性子の共鳴散乱では見られない線源の有限の巾による効果である。入射線として見ればX線や中性子線よりはるかに単色性のよい線巾の狭いメスバウアー線でかえって巾の効果が見られるのは興味深い。

散乱スペクトルに反対称成分を生ずるメスバウアー散乱とその他の散乱の干渉効果や、再放出 γ 線のかわりに放出されるX線に関しては紙面の都合で割愛したが、これらの基礎実験によりメスバウアー散乱のデータも定量的解析が可能となり、やがて物性への応用も始まるであろう。メスバウアー効果がX線や中性子回折より有効な側面のある低温でのスピン・グラス系への応用など興味深いものである。

参考文献

- 1) H. Frauenfelder: The Mössbauer Effect, Benjamin, Inc. (1962) New York.
- 2) Y. Nakai, M. Hirano, Y. Ooi and N. Kunitomi: J. Phys. Soc. Jpn. 51
(1982) 929.
- 3) 未発表

訂正とお詫び

本誌42号8ページの表題は「アモルファス反強磁性体の「相転移」」の誤りでした。
ここに訂正すると共に著者にお詫びします。