

異常スピン拡散

高エネルギー物理学研究所 池田 宏 信

フラクタル構造をもつ物質の動的構造を明らかにする研究の一貫として、パーコレーション格子上的異常拡散を中性子散乱実験によって観測された。一様な媒質を伝播するランダム粒子の運動には、よく知られているように、 $\langle R(t)^2 \rangle \propto t$ の関係が成り立つ。このとき、粒子の自己相関関数は、 $\langle S_0(0)S_0(t) \rangle \propto e^{-\Gamma t}$ ($S_0(t)$ はある格子位置(0)における時刻 t での存在確率)で表され、その時間によるフーリエ変換(エネルギースペクトル)はローレンツ型になる。しかし、フラクタル格子上的粒子が拡散する場合には、構造が自己相似性をもつためこれとは異なる一定の拡散則をもち、かつ、拡散経路が幾何学的にランダムであるため拡散する時間スケールは長くなる。このことは異常拡散と呼ばれ、古くから迷路の中の蟻の動きになぞらえて議論されてきた。より定量的議論が発展したのはフラクタルの概念が生まれてきてからである。物質科学の分野であらわれるフラクタルの典型はパーコレーション磁性体の原子結合の形態であり、そのネットワーク上で運動するスピンの情報は、中性子磁気非弾性散乱によって直接検出が可能である。従って、パーコレーション磁性体のスピンドイナミクスを中性子で精度よく調べることによってフラクタルの動的性質を調べる事が出来る。このような目的で、ラザフォード・アップルトン研究所の高エネルギー分解能非弾性散乱装置IRISを使用した共同研究がスタートした。エネルギー分解能が4 μ eVという高い分解能の条件で行なわれたが、この装置の特徴は約50本の検出器が広い運動量空間を連続的にカバーできるところにある。先に述べた自己相関関数は、散乱関数 $S(q, E)$ の運動量空間での積分量に等しい。IRIS分光器ではこの積分が自動的に行なわれることになる。実験に用いた試料は、2次元希釈イジング反強磁性体 $\text{Rb}_2\text{Co}_{0.6}\text{Mg}_{0.4}\text{F}_4$ で、磁性イオン濃度(0.6)はパーコレーション濃度(0.593)に極く近く、この試料の相転移温度は20Kである。実験は主に相転移点以上の温度でなされたが、例として $T=55\text{K}$ でのデータ(自己相関関数)を図に示す。実験データの特徴は、 $E=0$ の両側に広がる異常に広いテールにある。このテールはこの温度で期待される臨界散乱からくるローレンツ型の散乱関数では決して説明出来ない。臨界散乱からくるローレンツ型の散乱関数に、テールをもった新しい散乱関数が重畳していると考えるのが自然である。フラクタル格子上の粒子の拡散に伴う自己相関関数は、 $E^{-0.34}$ で記述できる。これは、次のようにして得られる。

フラクタル格子上での拡散則は、 $\langle R(t)^2 \rangle \propto t^{2/(2+\theta)}$ ($\theta > 0$)、かつ、 θ はパーコレーションの臨界指数(μ, β, ν)で与えられ、2次元系の場合 $\theta = 0.871$ が数値計算によって得られている。一個のスピンの格子上を拡散するとき、自己相関関数 $\langle S_0(0)S_0(t) \rangle$ は t 時間内に伝播できるサイトの数 $V(t)$ ($=R(t)^{D_f}$)に逆比例する。従って、 $\langle S_0(0)S_0(t) \rangle \propto V(t)^{-1} \propto R(t)^{-D_f} \propto t^{-D_f/(2+\theta)}$ 。これより、 $\int \langle S_0(0)S_0(t) \rangle e^{-iEt} dt \propto E^{D_f/(2+\theta)-1}$ 。これは散乱関数 $S(q, E)$ の運動量空間での積分値に等しい。 $D_f/(2+\theta)-1$ は-0.34となるので、異常拡散に伴う自己相関関数はエネルギースペクトルに減衰の少ないテールを示すことになる。

これら、ローレンツ型とべき型の二つの関数を用いたfittingをした結果が実線であり、異常拡散部分が点線で示してある。スペクトルの温度変化から異常拡散の寄与の温度依存性も求められており、これらの実験によって、初めて、フラクタル格子上を拡散する粒子の運動の形態を観測することが出来たものと考えている。詳細については近く発表予定である (H.Ikeda, S.Itoh and M.A.Adams)。

