

解 説

固体ターゲットにおけるチャネリング現象

筑波大学物理工学系 工藤 博

物質に入射した荷電粒子は、電荷をもたない中性子の場合と異なり、物質を構成する原子あるいは電子雲と種々は相互作用効果を引き起こす。ここでは、その中でも基本的な現象であるチャネリングについて工藤氏に解説していただいた。本誌の誌者の方々の間でも、中性子反応ばかりでなく荷電粒子反応へも視野を拡げようという気運の生まれつつある時でもあり、御一読いただきたい。

(編集係)

1. はじめに

結晶模型をいろいろな方向から眺めることを想像していただきたい。固体内の結晶格子の複数の方向にトンネル状のすき間(結晶軸チャンネル)、あるいは平板状のすき間(結晶面チャンネル)が存在することがわかるであろう。正荷電粒子のチャネリング(Channeling)とは、それらのチャンネルの中央で極小となるクーロンポテンシャルの谷に運動する粒子が捕捉され、チャンネル内を振動運動しながら通り抜ける現象である。その発見から現在に至るまで約25年の間に多種類の粒子について、また広いエネルギー領域でチャネリング現象が観測されている。極限的な例として50 eVの低速ヘリウムイオン、400 GeVの高速陽子についての観測、さらにイオン以外にも陽電子、パイオン、ミューオンについての観測がある。

チャネリング粒子は原子に近づくないので核反応、ラザフォード散乱、特性X線の発生、2次電子放出など粒子・原子(核)衝突にともなう現象はチャネリング条件では起きにくくなる。さらにその結果としてチャネリング粒子に対する固体の阻止能は低下し、粒子の飛程(Range)は長くなる。

チャネリング現象の詳細については最近の解説書^{1),2)}を参照していただくことにして、本稿では固体ターゲット内の粒子・原子(核)衝突現象の“実効”断面積を決定する因子としてチャネリング現象をとらえ、可能なかぎり簡単に解説を試みた。

2. チャネリング粒子の運動

チャネリング粒子の運動はLindhardによる連続ポテンシャルモデルにより古典力学の範囲で説明される。距離 r だけ離れた粒子とターゲット原子の間に働く力のポテンシャルを $V(r)$ とすれば、結晶軸チャネリングでは粒子の原子列による散乱は原子列(原子間隔 d)に垂直な投影面上で“連続ポテンシャル”

$$U_a(\rho) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} V(\sqrt{\rho^2 + z^2}) dz \quad (1)$$

の場合における2次元の運動として記述できる。 ρ は原子列(Z軸)と粒子との距離である。同様に結晶面チャネリングについて、原子面に垂直な投影面上の1次元運動の連続ポテンシャル $U_p(y)$ は

$$U_p(y) = n_p \int_{-\infty}^{\infty} V(\sqrt{y^2 + r^2}) 2\pi r dr \quad (2)$$

で与えられる。 y は結晶面($y=0$, $0 < r < \infty$)と粒子との距離, n_p は結晶面内の原子数密度である。(1), (2)式で $V(r)$ としては正確さと扱いやすさの良い妥協点であるトーマス・フェルミポテンシャル,あるいはその近似表現のモリエールポテンシャルが多く使われる。

3. チャネリングの臨界角

チャネリングが起きるのは原子列(あるいは原子面)に対する粒子の入射角がある臨界角 Ψ_c より小さい場合である。 Ψ_c は粒子の核電荷 Z_1 と運動エネルギー E ,さらにターゲット原子の原子番号 Z_2 と原子間隔 d (結晶面チャネルレグでは n_p)の4個のパラメータでほとんど決まる。 Ψ_c を結晶軸チャネリングの場合について述べる。まず連続ポテンシャルは ρ がだいたいトーマス・フェルミのしゃへい距離 a_{TF} より小さくなると意味をもたない。このとき粒子は個々の原子で強く散乱されてチャネリング軌道は形成されない。粒子の2次元運動量を \vec{P}_\perp ,質量を M とすれば2次元運動のエネルギー

$$E_\perp = |\vec{P}_\perp|^2 / 2M + U_a(\rho) \quad (3)$$

はチャネリング軌道では保存される。前に述べたことから E_\perp の最大許容値は $U(a_{TF})$ 程度であるから,チャネリングが起きるためには粒子は $|\vec{P}_\perp| \leq \sqrt{2MU(a_{TF})}$,すなわち原子列への入射角 θ が $\theta = |\vec{P}_\perp| / \sqrt{2ME} \leq \sqrt{U(a_{TF})/E}$ を満たさなければならない。(1)式で $V(r)$ は $Z_1 Z_2 e^2$ にほぼ比例するので, Ψ_c は

$$\Psi_c (\cong \sqrt{U_a(\rho)/E}) = A \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{Ed}} \quad (4)$$

の形のパラメータ依存性を持つことがわかる。定数 A は一般にターゲット原子の熱振動に依存するが,およそ1~2の値をとる。同様な議論から結晶面チャネリングの臨界角 Ψ_c は

$$\Psi_p = B \sqrt{n_p Z_1 Z_2 e^2 a_{TF} / E} \quad (5)$$

で表わされ、Bは0.2～0.3程度の値である。一般に同じ結晶では同一ビームに対して $\Psi_c > \Psi_p$ である。

粒子が低速(約100 keV以下)になると(4)、(5)式は成立しなくなる。これらに代わる式はLindhardによって与えられているがここでは述べない。

(4)、(5)式からわかるように重いターゲット内をMeV程度の粒子が運動する場合、広い立体角内へチャネリングが起こりうる。例えばタンダステン(タンタル)の大きい軸チャネルへ1 MeVのHeが入射するとき Ψ_c は1～2°になるが、一般に臨界角が数度以上になるような条件下ではチャネリングの影響が全く見られないビーム入射方向を見出すのは困難になる。

4. チャネリングの及ぼす効果

通常ほとんどの固体は多結晶質であって、チャネリングの効果は単結晶ターゲットのように顕著に現われない。しかし例えばAlなどの多結晶ターゲットでは、粒子の飛程がアモルファスタarget(例えばAl₂O₃)のようにガウス分布にしたがわないことが観測されている。これは多結晶内の小さな単結晶領域でのチャネリングの結果であることが明らかになっている。

チャネリング運動はチャネル内の電子による多重散乱と格子原子の熱振動のために乱されて、深さとともにチャネリング粒子は減少してゆく(dechanneling効果)。以下では(e)を除いて、このようなチャネリング減衰が小さい表面領域(粗い見積りで数100 Å以内)について大きいチャネルにおけるチャネリングの効果をもとめた。

(a) 核反応、ラザフォード後方散乱

チャネリングでない場合に比べ、実効断面積は結晶軸チャネリングで数%、結晶面チャネリングで数10%に下がる。これらの値はチャネルの2次元(あるいは1次元)投影面におけるターゲット原子核の占める面積比(熱振動振幅が支配的である)にはかならない。

(b) 特性X線

一般にターゲット原子の熱振動振幅(常温で0.1 Å程度)よりも小さい殻(たとえばSiのK殻)からの特性X線発生は(a)と同じ変化を示す。その他の場合は殻半径を反映した減少率を示す。

(c) 2次電子放出

表面近傍の現象であることが(a)、(b)と異なる点である。チャネル方向へ入射した粒子は(1)式(あるいは(2)式)のポテンシャル力の結果、表面原子を頂点として原子列を包む円錐状の空間(Shadow cone)の内側へ入ることができない。すなわち、このShadow coneの外側に分布するターゲット内電子が2次電子の支配的な発生源となる。この電子の数は $1/\Psi_c$ (あるいは $1/$

Ψ_p))にはほぼ比例するので、チャネリング条件での2次電子発生は(a), (b)と異なり一般に Z_1 , Z_2 , E に強く依存しMeV領域の粒子に対してはチャネリングでない場合の約30~60%の範囲に減少する。

(d) 阻止能

チャネリング入射でない場合に比べ50%程度に下がる。

(e) 飛程

阻止能の低下により、チャネリング粒子の飛程は2倍程度に伸びる。一方、前に述べた dechanneling 効果のためチャネルから逸脱する粒子が多数あって、これらは通常の(チャネリングでない)阻止能をうける。これらの結果として、チャネリング入射でターゲット内に打ち込まれた粒子の深さ分布は2種類の阻止能値を反映した2つのピークを持つことが多い。

5. おわりに

チャネリング現象が運動する荷電粒子と結晶格子との基本的な相互作用であることを特に強調しておきたい。反応断面積データの適用という観点からは、固体ターゲットではチャネリングが起きると一般に粒子・原子(核)衝突現象を“ターゲット原子密度)×(一回衝突における断面積)”で説明できないことが要点の一つとなる。

参考文献

- 1) 藤本文範, “チャネリング・ブロッキング, (物理学最前線15, 共立, 1986)”
- 2) 伊藤憲昭, “放射線物性I”, (森北出版, 1981), 第10章。