

荷電粒子ビーム実験

[a]目的

荷電粒子を生成，加速し，荷電粒子間の代表的な相互作用であるクーロン場による散乱現象を観測することを通じて，荷電粒子ビーム工学の基礎を体得する．

[b]概説：Rutherford 散乱

Rutherford は金薄膜を透過した α 粒子の散乱を観測し，原子の正電荷は 10^{-12} [cm] = 10 [fm]程度の大きさの原子核が担っていると原子の描像を確立した．その際，(原子番号，質量) = (Z, M) の静止している原子核が， (z, m) の速度 v の原子核を θ 方向(重心系の散乱角)に散乱させる断面積 $\sigma(\theta)$ として，次式を導いた^{1,2)}．

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4} \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1)$$

この式は， $m \ll M$ ということを仮定している．その仮定が成り立たない一般の場合は，式(1)の m を換算質量 μ に置き換えればよい．この場合， $\sigma(\theta) d\omega$ は，質量無限大の二粒子の重心が質量 μ の粒子を重心系における散乱核 θ の周りの立体角 $d\omega$ 内に散乱させる断面積を表している^{1,2)}．

観測は実験室系で行うので，実験室系での角度 Θ 周りの単位立体角内に散乱させる微分断面積として表示しておいた方が便利である．そのためは， $\gamma = m/M$ として， Θ と θ の関係式

$$\tan \Theta = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta}, \quad d(\cos \Theta) = \frac{(\gamma \cos \theta + 1)}{(\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta + 1)^{3/2}} d(\cos \theta) \quad (2)$$

を用いると，

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \frac{\left\{ \cos \Theta + (1 - \gamma^2 \sin^2 \Theta)^{1/2} \right\}^2}{\sin^4 \Theta (1 - \gamma^2 \sin^2 \Theta)^{1/2}} \quad (3)$$

と表される^{2,4)}． $\gamma \ll 1$ の場合， γ に関して二次の項まで残すと，

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \left\{ \sin^{-4} \left(\frac{\Theta}{2} \right) - 2\gamma^2 \right\} \quad (4)$$

となり， $\gamma \rightarrow 0$ の時，式(1)と一致する．ただし， $E = m v^2/2$ である．断面積 $d\sigma(\Theta)/d\Omega$ [cm²/sr]は確率分布を表しているので，観測には多くの粒子を必要とする．入射粒子(projectile) Q 個が，注目するターゲット(target)原子を単位面積あたり N_t [個/cm²]含む試料表面に入射した時， Θ 方向周りの立体角 $\Delta\Omega$ [sr]内に散乱される粒子の個数 N_s は，

$$N_s = Q N_t \frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} \Delta\Omega \quad (5)$$

で与えられる．

この時、散乱粒子のエネルギー E' は入射粒子のエネルギー E より低くなっている。その比 $k \equiv E' / E$ は、運動学的因子(k-factor)と呼ばれ、次式で表される^{3,4)}。

$$k = \left\{ \frac{\gamma \cos \Theta \pm (1 - \gamma^2 \sin^2 \Theta)^{1/2}}{1 + \gamma} \right\}^2 . \quad (6)$$

この運動学的因子が γ に依存することを利用して、物質表面近傍に存在する微量元素の定量分析が可能である。これはRBS分析(Rutherford Backscattering Spectroscopy)と呼ばれ、広く用いられている。

荷電粒子が物質中に入射すると、荷電粒子と物質原子との相互作用によりエネルギーを失う。単位長さあたりのエネルギー損失の微分値 $-dE / dx$ を阻止能(stopping power)という。阻止能は入射粒子、ターゲット原子、入射粒子のエネルギーに依存する量である。エネルギー損失 ΔE は、荷電粒子の進んだ距離 x_{pass} にわたって阻止能を積分することで得られる。

$$\Delta E = \int_0^{x_{\text{pass}}} \left(-\frac{dE}{dx} \right) dx . \quad (7)$$

金に水素イオン H^+ を入射したときの阻止能曲線を図1に示す⁵⁾。このように、阻止能はエネルギーの関数となるが、数[MeV]の粒子が0.1[μm]程度の薄膜を通過する場合、エネルギー損失は入射エネルギーに比べて小さいので、一定値として考えても良い。

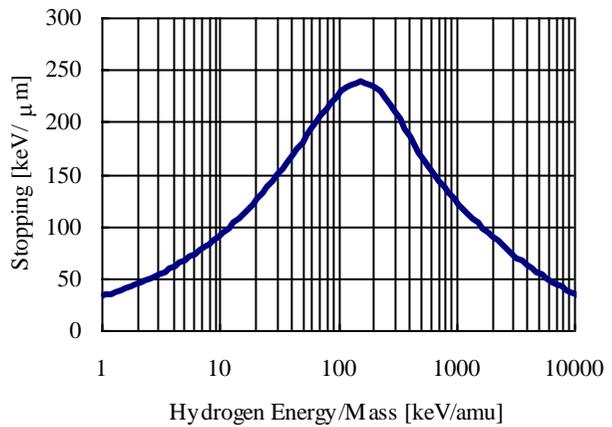


Fig. 1. Stopping in Au for Hydrogen.

入射粒子としてエネルギーが E_0 の陽子(p)を考える。pはターゲットに入射しエネルギーを失った後、金によって散乱させられる。さらにターゲット中でエネルギーを失いながら進み、真空中を通過して検出器に到達する。このとき観測されるエネルギー E_{obs} は(8)式のように表される。

$$E_{\text{obs}} = k_{\text{Au}} \cdot \left\{ E_0 - \int_{L_1} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Target}} dx \right\} - \int_{L_2} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Target}} dx . \quad (8)$$

ここで、 k_{Au} は運動学的因子、 L_1 はpが金に衝突するまでターゲット中を進む距離、 L_2 はpが金に衝突してからターゲット中を進む距離、 $(-dE / dx)_{\text{Target}}$ はターゲット中での阻止能である。

RBS分析法を用いると、上述のエネルギー損失(阻止能)、断面積、運動学的因子の情報から、どの元素がどの深さにどれだけ存在するのかを測定することができる。加速器分析法はこの他に弾性反跳粒子検出法(ERDA)、核反応分析(NRA)、粒子誘起X線放出(PIXE)、加速器質量分析(AMS)等がある。

[c]実験装置：タンデム静電加速器ペレトロン

図 2 に加速器設備全体構成図を示す。

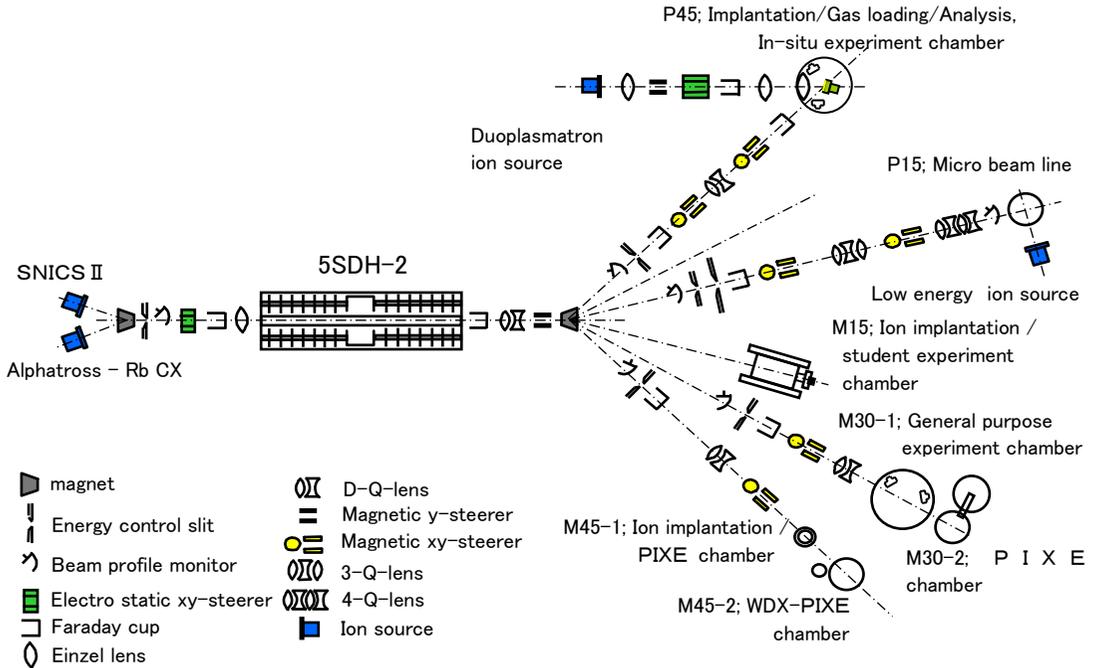


Fig. 2. KUMS 1.7 MV tandem accelerator system.

(c-1)加速器本体

静電加速器は、荷電粒子を静電ポテンシャルの高い位置から低い位置に、効率よく一定方向に移動させることにより、高エネルギー荷電粒子ビームを生成するもので、ポテンシャルエネルギーを運動エネルギーに変換するエネルギー変換装置である。高い静電ポテンシャルを高電圧ターミナルに与えるのに、コンデンサーの原理を利用している。即ち図 3 の様に、電荷 q [C] をターミナルに与えれば、ターミナルを取り囲む加速器タンクとの間の静電容量 C [F] の大きさに応じて、電位 V_i [V] = q / C が誘起される。米国 nec 社製のペレトロンは Van de Graaf 型加速器の一種で、ターミナルに電荷を運ぶのに金属ペレットを絶縁体でつないだチェーンを用いている。

タンデム型は、ターミナルの両端に加速管を持ち、二回の加速を行う効率の良い加速器である。加速したい粒子を負イオン（例えば陽子 p の場合は H^- 、炭素 C^{2+} の場合は C^{2-} ）の形で大地電位から加速器に入射してターミナルまで eV_i の加速を行い、ターミナル位置で z 価の正イオンに電荷変換し、再び大地電位まで zeV_i の加速を行う。従って、最終的に粒子の得るエネルギー E は、負イオンのエネルギーを eV_i とすると、

$$E = e [V_i + (z + 1) V_i] \tag{9}$$

となる。V_tが数 MV 以下の小型の加速器でも中重核は容易に 3, 4 価のイオンになるので、小型にもかかわらず比較的高いエネルギーの粒子が得られることと、イオン源が大地電位に設置されているため操作性、保守性が良いことが、タンデム型の長所である。

ターミナルとタンクとの間の絶縁には、絶縁破壊強度の高い 0.5 [MPa]の SF₆ガスが用いられている。粒子を効率的に加速するための電極構造をもった加速管の内部、及びビーム輸送管は 10⁻³ [Pa]以上の真空度になっている。

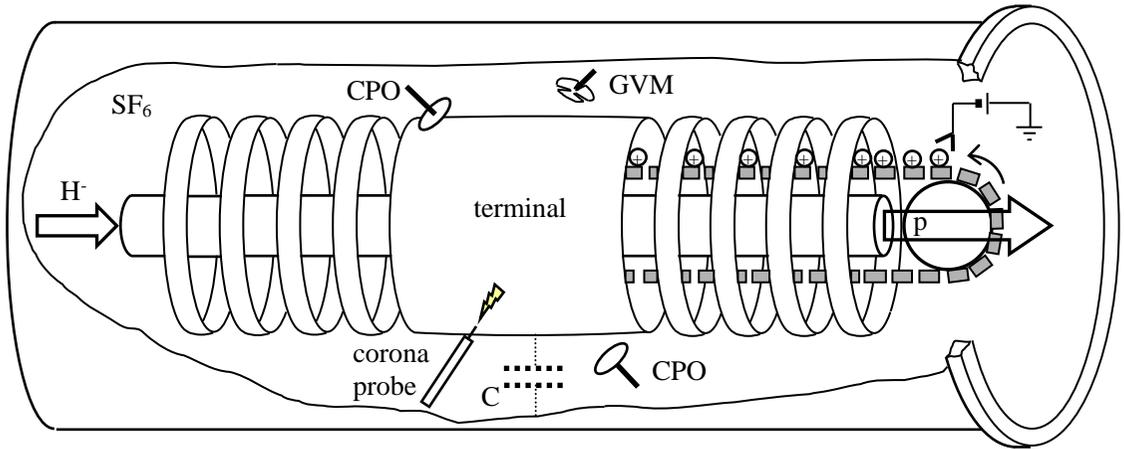


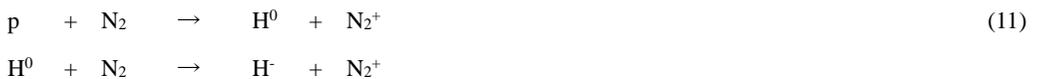
Fig. 3. Tandem pelletron accelerator, 5SDH-2.

(c-2)電荷ストリッピングセル・電荷変換反応

負イオンは、ターミナル内部に設置されたストリッパーガスセルで正イオンに変換される。ガスセルには 10⁻² [Pa]程度の N₂ガスを満たしてある。このガス分子とイオンとの電荷ストリッピング反応は、例えば水素原子の場合は、



などである。この時並行して、荷電交換反応



も起こるので、2, 3 回以上分子に遭遇するような[ガス分子密度 × 距離]を通過すると、電荷の分布は平衡に達する。エネルギーが高いほど、正イオンの割合が大きくなる。重イオンでも同様で、高エネルギーほど多価のイオンになる確率は高い。

これらの荷電交換反応は軌道電子との相互作用であり、衝突の際の衝突係数(impact parameter)が原子半径程度の時に起こる。このため、散乱角は極めて小さく、エネルギーのやりとりも極めて小さい。また、

散乱角の大きい原子核散乱の断面積が原子核の大きさ($10 \text{ [fm]}^2 = 1 \text{ [barn]} = 10^{-24} \text{ [cm}^2\text{]}$)の程度であるのに対して、電荷交換反応の断面積は、原子の大きさ($1 \text{ [Å]}^2 = 10^{-16} \text{ [cm}^2\text{]}$)の程度である。

(c-3)ターミナル電位スタビライザー(TPS)

ターミナル電位は様々な原因で時間的に変動する可能性がある。これを安定化するためのシステムが、TPS システムである。

先に述べたように、ターミナル電位はそこに蓄えられる電荷の量によって決まる。この電荷量を調節することによって、電位を安定にすることができる。電荷の故意の損失は、ターミナルに対向してタンク内側に突出させたコロナ針(corona probe)を用いている。コロナ針は高電圧真空管の陽極に接続されており、ターミナルとの間に常にコロナ放電による電流 I_p (probe current)が流れている。この I_p をグリッドに印加される電位 (GVM, CPO からの信号) により制御する。例えば、ターミナル電位が高くなった時、 I_p を大きくすることでターミナルの電荷量を小さくし、ターミナル電位を低くする。このように負のフィードバックを加えることでターミナル電位を安定にしている。

(c-4)負イオン源

加速したい粒子の負イオンはイオン源で生成される。

Alphatross+CX イオン源は He 生成用に用いる。He ガスを導入した石英管の中で RF プラズマを生成し、He⁺イオンを引き出す。そのイオンと Rb などのアルカリ金属との荷電交換反応(Charge eXchange)により He⁻を生成する。

SNICS-II は加速したい元素を含んだ陰極を取り付け、セシウムスパッタリングによって負イオンを生成する。

(c-5)インジェクターマグネット、スイッチングマグネット

荷電変換反応の結果生成された価数の異なるイオンは、異なったエネルギーに加速されて大地電位のビーム輸送管に導かれる。その中から特定の価数、エネルギーのイオンを選別して特定のビームラインに導くために、磁場が用いられる。磁場 B 中で価数 z 、エネルギー E のイオンは、曲率半径

$$r_L = \frac{mv}{zeB} = \frac{\sqrt{2E/m}}{zeB} \quad ; \text{Larmor 半径} \quad (12)$$

の円弧を描いて運動することを利用している。

(c-6)荷電粒子レンズ

電場や磁場は荷電粒子に力を及ぼし進行方向を変化させるので、適切な強度分布を持つ電場または磁場の領域をつくれれば、粒子ビームを収束させることができる。

電場を用いる物は、イオン源部に用いられているギャップレンズやアインツェルレンズである。図 4 のように二枚の円筒状の電極に電位差を持たせると、等ポテンシャル面が曲率をもち、軸から離れるほど大きくなる電場の径方向成分を持つ。これによる径方向の力は、やはり軸から離れるほど大きいので、ビームを小さな直径に絞ることができる。図のような単一ギャップのギャップレンズでは通過したビーム粒子のエネルギーが変化するが、もう一つ第一電極と同電位の電極を追加したアインツェルレンズは、粒子エネルギーを変えない。

磁場を用いる物は、QDL (Quadrupole Doublet Lens)である。図 5 のように、ビーム進行方向に垂直な面内に四重極磁場を作る。この磁場は x 軸上では $B_y \propto x$ 、 y 軸上では $B_x \propto y$ となっており、対称軸(z 軸)からの距離 x に比例する力を粒子に及ぼす。しかし、 x 方向についてはビームを収束させる方向であるが、 y 方向には発散させる方向であるので、四重極磁場単独では楕円形断面のビームにすることができるのみである。そこで、QDL は磁極の極性を逆にしたもう一つの四重極磁場を直後に置き、総合して x 軸 y 軸両方向に収束させるようにしている。

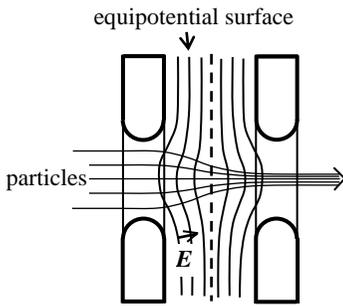


Fig. 4. Gap lens.

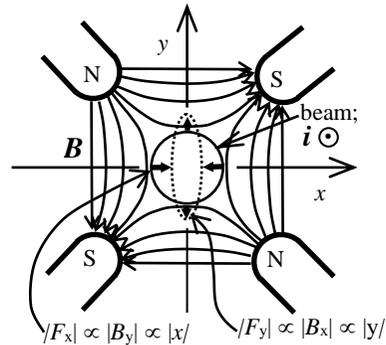


Fig. 5. Quadrupole lens.

(c-7) ビーム電流測定器

荷電粒子が金属ターゲットに入射すると、粒子の電荷が持ち込まれるので、ターゲットに電流計を接続しておけば、単位時間に流れ込む電荷量として、ビーム電流を測定できる。しかしこの時、ターゲット中の電子との衝突の結果生成された自由電子 (δ 線)の一部が、ターゲットから放出され、入射電荷量を過大評価させてしまう。これを二次電子放出という。これが放出されないように、ターゲット前方に負のバイアス電圧をかけた電極を配置するなどの工夫をして、ビーム電流を正確に測定できるようにしたものをファラデイカップという。

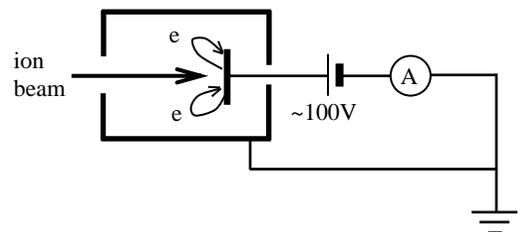


Fig. 6. Faraday cup.

(c-8)Si 表面障壁型検出器(Silicon Surface Barrier Detector; SSB)

重荷電粒子は飛程が短いので、容易に半導体検出器でエネルギー測定ができる。中でも表面積を大きくでき、安価な表面障壁型のものが適している。これは、n型半導体結晶の表面に形成される高密度の電子捕獲中心がp型物質の役割をして接合を作ることを利用している⁹⁾。電極としてnm程度の金薄膜を蒸着してある。定格電圧70[V]程度で接合部の空乏層(有感部分)の厚さは数10~数100[μm]になり、陽子の場合数10[keV]~数10[MeV]のエネルギーが測定できる。一般に固体検出器(Solid State Detector; SSD)とも言う。

荷電粒子がこの検出器に入射すると、内部で電子正孔対が生成する。正負キャリアは対応する電極に集められ1個のパルスとして出力される。出力パルス波高は入射粒子のエネルギーに比例しているので、横軸にパルス波高、縦軸にパルスの個数をプロットすると、エネルギースペクトルが得られる。出力パルス信号は小さいのでアンプを用いて増幅される。その後ADC(Analog to Digital Converter)によって数値化され、マルチチャンネルアナライザの対応するチャンネルに保存される。

[d]実験方法

(d-1)ターゲット容器内諸機器の確認

M15 ビームラインのターゲット容器に、分析試料及び荷電粒子検出器が設置されている。ターゲット容器内は高真空であるので、窓から中を覗いて確認する。荷電粒子検出器に電圧を印加した状態で光が入射すると壊れるので、内部機器確認後窓部を遮光する。試料はグラファイトに金をスパッタリング蒸着した物などを用いる。

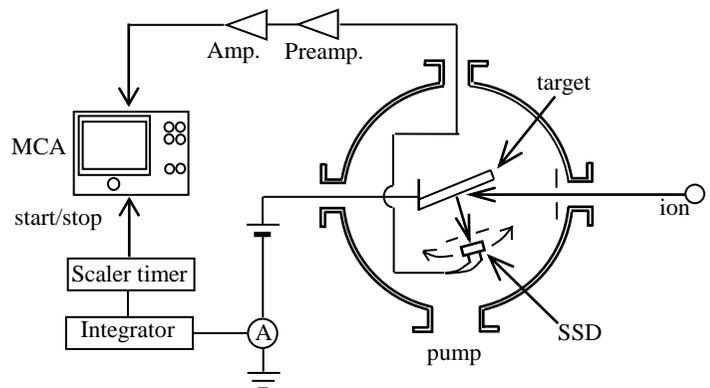


Fig. 7. Experimental setup.

(d-2)加速器の運転・実験準備

教職員指導の下で「5SDH-2 運転マニュアル」に従って以下に示した順で加速器の運転を行う。立ち上げから停止まですべてを実験時間内に行うことは不可能なので、イオン源等の立ち上げと停止は教職員が行う。

- ① 運転前点検、② イオン源立ち上げ、③ ターミナル電圧の印加、④ ビームトランスポート、⑤ 実験、⑥ 停止、⑦ 運転後点検。

実験に先立って、ビームラインのゲートバルブの開放、荷電粒子検出器に電圧を印加する等ターゲット容器周りの準備を行う。

(d-3)実験

実験は、散乱粒子エネルギーおよび散乱数の散乱角度依存性あるいはエネルギー依存性の測定を行う。前述の場合は検出器角度を 150 度から 70 度までの範囲内で 10 度毎に設定し、散乱角依存性を測定する。後者の場合は、 H^+ イオンのエネルギーを 1.000 から 2.000 [MeV]の範囲内で設定し、エネルギー依存性の測定を行う。どちらの場合もエネルギースペクトルの変化に注意して実験を行うこと。加速器システムの状況しだいで、 He^+ イオンビームを使用した RBS あるいは PIXE 等の加速器分析を行う場合もある。

[e]整理と検討

当日配布する資料も参考にしながら、以下のことについて検討せよ。

(e-1)各散乱粒子エネルギーの測定結果と式(6)等から得られる値とを図に描き、それぞれ比較、検討せよ。

(e-2)散乱粒子個数 N_s {Au(p, p)Au} を入射粒子個数 Q で規格化してその散乱角依存性を図に描き、式(3)～(8)から得られる値(この時点では金の厚さは未知)と比較し、(金の)膜厚を求め、検討せよ。

[f]問題

(f-1)ターゲット原子核は軌道電子を持っており、入射粒子とその軌道電子との散乱も起こっているはずである。散乱粒子エネルギースペクトルにその影響がどのように反映されるか考察せよ。なるべく[b]の諸式を用いて説明せよ。

(f-2)運動エネルギー保存則と運動量保存則から式(6)を導出せよ。

[g]参考文献

- 1) 久武和夫・岡田利弘；原子物理概論（理工学基礎講座 9）朝倉書店，§24
- 2) 影山誠三郎；原子核物理（理工学基礎講座 25）朝倉書店，§22, 23, 44
- 3) ドウデルスタット・ハミルトン；原子炉の理論と解析，現代工学社，第 2 章 I-D
- 4) フェルドマン・メイヤー；表面と薄膜分析技術の基礎，海文堂，2 章
- 5) H. H. Andersen and J. F. Ziegler, "Hydrogen, Stopping Powers and Ranges in All Elements, Volume 3 of The Stopping and Ranges of ions in Matter", Pergamon Press, (1977).
- 6) Glenn F. Knoll；放射線計測ハンドブック第 3 版，日刊工業新聞社，第 11 章 11.4