チェレンコフ光の発光原理

山形大学
クォーク核物性研究グループ 修士 2 年
吉田 祐樹

平成 14 年 12 月 3 日

目 次

第 1 章　チェレンコフ光の発光原理 **3**
1.1　チェレンコフカウンター 3
1.2　チェレンコフ効果 3

第1章　チェレンコフ光の発光原理

1.1　チェレンコフカウンター

チェレンコフ効果は荷電粒子が誘電体をその中での光の速度を超える速度で走るときに起こる。誘電体の屈折率と粒子の速度により決められた角度で光子は放出される。光はカウンターを形成する PMT により集められるだろう。チェレンコフカウンターの閾値はある最小の速度を超えた粒子の存在によって決まる。そして一方粒子の速度がある範囲の中にあるかどうか測定できる。鉛ガラスチェレンコフカウンターは光子の検出に広く用いられている。

1.2　チェレンコフ効果

ある液体の中に放射線物質を入れた時青白い光を出すことが初期の放射線の調査により判っていた。この効果は 1930 年代にこの現象を調べたロシアの物理学者チェレンコフの名前からチェレンコフ効果と呼ぶ。チェレンコフ効果は荷電粒子の速度が誘電物質の中の光の速度 (c/n) を超えたときに起きる。ここで n とは物質の屈折率である。粒子付近の励起された原子は偏光し、特徴づけられた角度 θ で放射物を出す。これは下の式で関係付けられている。

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \tag{1.1}$$

ここで

$$\beta > \frac{1}{n}$$

である。物質の屈折率は温度と波長の関数である。図 8.1 はいくつかの物質の波長と n の変化を示している。一般的に入射波長 λ とともに n が下がる傾向にあると言える。$dn/d\lambda$ の変化は光の分散に関係する。分散はスペクトルの紫外線 (uv) 部分が最も大きい。温度の変化は明らかに小さい。例えば可視光部の BaF_2 で、$dn/dT \simeq -15 \times\ 10^{-6}/℃$ である。

粒子の速度 β の関数としての $\cos\theta$ の値はそれぞれの n の値として図 8.2 に載っている。式 (1.1) によれば閾値の速度 $\beta_t = 1/n$ の速度を下回ると発光しない事に注意してください。粒子の速度が β_t を超え上がれば上がる程、$\beta = 1$、$\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)$ になるまで、光は大きく大きい角度で放たれる。

上で得られた閾値の関係は無限の輻射体の時のみ絶対的な真実である。この場合、放射される角度の分布は角度 θ のデルタ関数である。有限の輻射長のため、より完全な扱いは角度分布は 2 次の

最小と最大を示している。しかしながらこの議論ではチェレンコフスペクトルで微細構造定数を無視する。

(1.1) のホイヘンスに由来する構造は図 1.1 に示す。

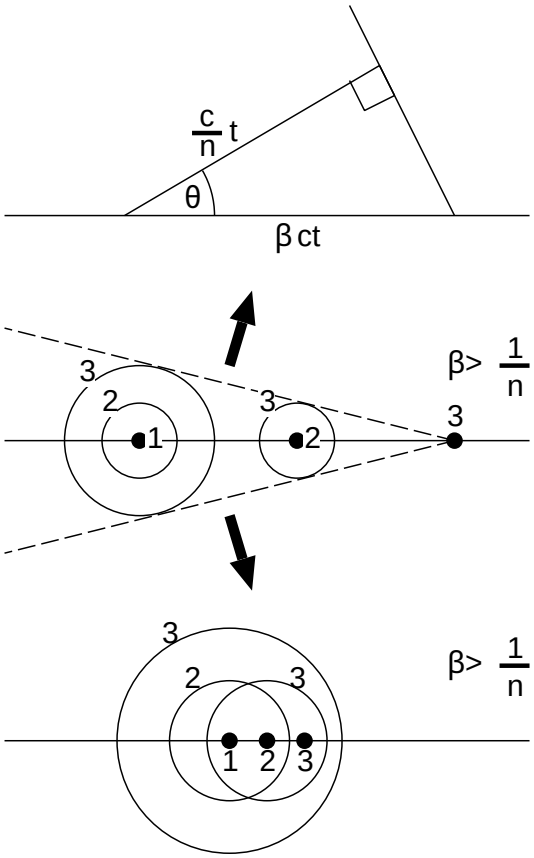

図 1.1: 球の等相面に拡張したホイヘンスの構造の 3 つの時間の例

粒子の位置と放射の拡張した球は 4 つの時間の例を示している。球のタンジェントの平面は粒子の軌跡と θ をなす角度で物質を通る、固有平面電磁波を表す。コヒーレントの等相面は $\beta < \beta_t$ の時ではなく、$\beta > \beta_t$ の時形成される事が見てわかる。

古典電磁相互作用を使った効果の説明は 1937 年 $Frank$ と $Tamm$ によって与えられた。エレクトロン一定の速度で完全なアイソトープの誘電体を抜けると考えた。物質の全ての特性は誘電率、または同等の屈折率に囲まれている。$\beta n > 1$ の時の場合のマックスウェル方程式の解は動いている電磁波の形である。

粒子の電荷を Ze として、単位長さあたり、単位振動間隔 $d\omega$ あたりの放出されるエネルギーの量は以下の式で与えられる。

$$\frac{dE}{dxd\omega} = \frac{Z^2 r_e mc^2}{c^2}(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2})\omega \tag{1.2}$$

ここで r_e は古典電子半径である。放出される放射線は粒子の電荷の自乗と、振動数により線形的に増加する事に注目すべきである。次の議論では 1 つの荷電粒子について考える。式 (1.2) を放射線の波長 λ を用いより便利に拡張した式は

$$\frac{dE}{dxd\lambda} = 4\pi^2 r_e mc^2 \frac{1}{\lambda^3}(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \tag{1.3}$$

放出されるエネルギーは短い波長で強いピークが立つ。放出される光子の数 N でもう一度式 (1.3) を書いてみると

$$\frac{dN}{dxd\lambda} = 2\pi\alpha \frac{1}{\lambda^2}(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \tag{1.4}$$

ここで α は微細構造定数である。光子の全ての数と単位あたりの通り抜ける距離との関係は

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\beta n>1} (1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \tag{1.5}$$

実際は $\beta n > 1$ の状態は電磁スペクトル内の紫外部から赤外部までという一部の部分でしか満たさない。

もし変動 $n(\lambda)$ が λ_1 から λ_2 の波長の部分で小さければ、単位長さあたり放出するエネルギーは

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi^2 r_e mc^2 \sin^2\theta (\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2}) \tag{1.6}$$

一方、光子量は

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \sin^2\theta (\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}) \tag{1.7}$$

例えば、ガラスに落とした $Sb - Cs$ の光電面を用いた PMT の反応の範囲と一致する波長の間隔が $350 - 500nm$ の時に、以下のことが得られる。

$$\frac{dE}{dx} = 1180 \sin^2\theta \quad eV/cm \tag{1.8}$$

$$\frac{dN}{dx} = 390 \sin^2\theta \quad photons/cm \tag{1.9}$$

それぞれの液体、固体の屈折率は表 8.1 で与えられる。$\beta \sim 1$ の 1 つの荷電粒子が水 $(n = 1.33)$ を横切るとチェレンコフ角は 41.2^o となる。これは $513eV/cm$ はチェレンコフ放射として放たれている事を意味する。これは $\sim 2MeV/cm$ のイオン化エネルギーのロスとプラスティックシンチレータが放つ光の 100 倍弱いことと比べるととても些細な事である事に気をつけてください。平均として単位走行距離あたり 170 個の光子を放っている。表 8.1 を調べると、$FC - 75$ はフロンガスで、室温の屈折率が最も小さい液体です。

チェレンコフ光はほぼ瞬間的に放ちます。輝度の角度分布はチェレンコフ角でおよそ δ 関数になります。実際の分布は等方散乱、回折、粒子のエネルギー損失、分散により広くなります。