

Measurement of ^{90}Sr activity with Cherenkov radiation in silica aerogel

D. Brajnika^{a,b}, S. Korpar^c, G. Medin^a, M. Starič^a, A. Stanovnik^{a,b}

^a J. Stefan Institute, University of Ljubljana, Slovenia

^b Faculty for Electrical Engineering, University of Ljubljana, Slovenia

^c Technical Faculty, University of Maribor, Slovenia

Abstract: エアロゲル内で β 粒子のチェレンコ放射をベースにした ^{90}Sr ($E_{\beta}^{\text{max}} = 0.546$ MeV, $t_{1/2} = 28.5$ y) の娘核である ^{90}Y ($E_{\beta}^{\text{max}} = 2.27$ MeV, $t_{1/2} = 64$ h) の検出方法はテストされた。相対的に ^{90}Y の β スペクトラムの高いエンドポイント・エネルギー（実行可能な選択されたエアロゲルの屈折率としたがって電子のエネルギーしきい値と一緒に）は他の低いエンドポイント・エネルギーの β 放射の干渉を削除もしくは少なくとも減少できると考えられる。ガンマ放射の干渉は薄い（マルチワイヤー・比例係数管（MWPC: multi-wire proportional chamber）のエアロゲルチェレンコ検出器と同時計測を伝えること）を使用することで減少できる。任意の他の放射性核種の寄与のカウントレートの可能性は鋭いチェレンコフ・パルスハイト・スペクトラムによって監視されるだろう。それは、電子のエネルギーに民間に依存する。エアロゲルの屈折率 1.055 で、これは電子のエネルギーしきい値 1.09 MeV に相当する。そして ^{90}Y の検出効率 5×10^{-3} を得た。バックグラウンド頻度 $15 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ は安定 ($\sigma = 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) で数時間の薄いサンプルの測定で ^{90}Y の放射能の 1 Bq の決定が可能である。もし ^{90}Sr と ^{90}Y の放射能比（例えば、放射平衡）が知られていれば、 ^{90}Sr の放射能が得られるだろう。

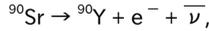
Author: Irena Dolenc

Abstract: ^{90}Sr の生成分裂の高い放射毒性は早く、精密に環境中サンプルにおけるその放射能を測定するひつようがある。人間の食べ物へ ^{90}Sr の流入を阻止するために。低い ^{90}Sr の放射能の測定のための標準的な方法は放射化学法を含む、それは時間を費やし、そして大きいエラーを負うだろう。このセミナーでは、代わりに方法をプレゼンする。それは、ベータ粒子が輻射体としてのエアロゲル内で放射するチェレンコフ放射の観測をベースにしている。エアロゲルの屈折率が実行可能に選択されていたら、そして相対的に娘核の ^{90}Y のスペクトラムの高エンドポイント・エネルギーは他の低いエネルギーエンドポイントのベータ放射の削除または少なくとも減少が考えられるを可能にする（エアロゲルの屈折率を適正に設定すると、 ^{90}Sr の娘核の ^{90}Y からの高いエンドポイント・エネルギーを観測し、低いエネルギーの β 線のイベントを削除もしくは減少することができる）。ガンマ線の干渉はチェレンコフ検出器にマルチワイヤー・比例係数管（MWPC: multi-wire proportional chamber）を使用することに依って減少させることげできる。

1. Introduction: 同位体の ^{90}Sr は普通、人間や動物の骨に沈殿するカルシウムとよく似た振る舞いから最も危険な分裂生成物のひとつとして考えられている。一旦 ^{90}Sr が体内に入ると、一部は排泄され、残りはカルシウムに沿って新たな骨に構成される。 ^{90}Sr は骨からとてもゆっくり排泄される・そして放射性のその放射は高いイオン化能力を持つ。したがって、生物学的半減期も長く、約 22 年である。これは体内に沈殿した ^{90}Sr が半分排泄されるた

めに掛る時間である。

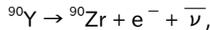
同位体 ^{90}Sr は自然には発生しない物質である。これは分裂生成物で、環境中のこの存在は人間の活動の結果である。空中での原子爆弾のテスト期間や放射能貯蔵と廃棄跡からの漏れなどのような。これは半減期 $\tau_{\text{Sr}}=28.5$ 年でベータ崩壊して ^{90}Y に崩壊する：



ベータ崩壊過程の基本特性は放出されたベータ粒子の連続的なエネルギー・スペクトラムである。これはベータ粒子と普通は検出されない反ニュートリノ間の崩壊での得られたエネルギーを共有しているからである。娘核の小さい反動エネルギーが無視できるなら、このスペクトラムの最大エネルギーは崩壊のエネルギーを得るために対応するべきである。ほとんどの β 線線源のために、最大値は数 keV から数十 MeV の領域である。 ^{90}Sr 崩壊の場合、ベータ・スペクトラムの運動エネルギーのエンドポイントは $T_{\text{max}}=0.546$ MeV に等しい。

主なベータ線源において、娘核は励起状態にされる。励起状態のような娘核は、どちらもガンマ光子を放射して直接基底状態に落ちる、もしくは低いエネルギー状態へステップして落ちる。

ほとんどのベータ線源は β - γ 放射する。純粋な β 放射源は存在し、しかしリストはとても短い^[1]。 ^{90}Sr は純粋な β 放射源のサンプルだが、その娘核の ^{90}Y も不安定で、次々に 64 時間の半減期で ^{90}Zr の安定状態へ崩壊する：



^{90}Y は純粋なベータ放射源で親核よりも比較的高いエネルギー ($T_{\text{max}}=2.27$ MeV) のベータ粒子を放射する。 $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ の崩壊一覧とエネルギー・スペクトラムと [図 1](#) と [図 2](#) に示す。

[1] Leo, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin Heidelberg 1987.

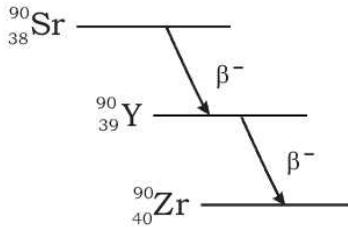


図1. ^{90}Sr のダブル崩壊の一覧

環境中のサンプルで ^{90}Sr と ^{90}Y は普通、放射平衡にある。素たがって、 ^{90}Sr の放射能は ^{90}Y の放射能と等しい。 $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ の崩壊へ放射能崩壊式のアプリケーションは以下の式で与えられる。

$$\frac{dN_{\text{Sr}}}{dt} = -\ln 2 \left(\frac{N_{\text{Sr}}}{\tau_{\text{Sr}}} \right)$$

$$\frac{dN_Y}{dt} = \ln 2 \left(\frac{N_{Sr}}{\tau_{Sr}} \right) - \ln 2 \left(\frac{N_Y}{\tau_Y} \right) \quad (1)$$

$$\frac{dN_{Zr}}{dt} = \ln 2 \left(\frac{N_Y}{\tau_Y} \right)$$

ここで、 $N_{Sr}(t)$ は時刻 t における原子核 ^{90}Sr の数、 $N_Y(t)$ は ^{90}Y の数、そして $N_{Zr}(t)$ は ^{90}Zr の数を示す； τ_{Sr} と τ_Y は半減期に相当する。初期値 $N_Y(0)=N_{Zr}(0)=0$ における(1)の解を図3に示し、そして ^{90}Sr と ^{90}Y の放射能比を図4に示す。 ^{90}Sr の半減期が ^{90}Y に比べても長いので、いくつかの時間レベルのあと、その比は1へ近づく。グラフから、近似して20日のあと ^{90}Y の放射能は ^{90}Sr は増加し届くだろう。

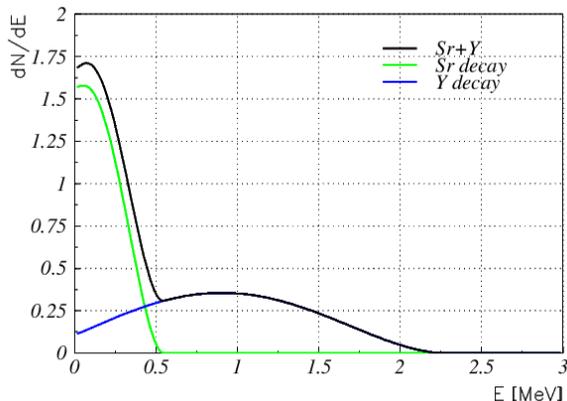


図2. ^{90}Sr (緑)、 ^{90}Y (青)そして $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ (黒)とのベータ崩壊から規格化された電子エネルギースペクトラム。Eは電子の運動エネルギー。

環境中の ^{90}Sr の濃度は極めて低い、しかし食品連鎖に入ることができる。 ^{90}Sr は高い放射毒性なので、環境中の汚染をコントロールする必要がある、特に食物連鎖において。体内に ^{90}Sr が流入することを防ぐために、その量の評価は必要である。環境中サンプル中の ^{90}Sr の放射能測定のための標準的な手順は放射化学法を含み、これは時間を費やし、大きい誤差を負う。この標準的な方法はセクション2で説明する。しかし、輻射体としてのシリカエアロゲル内で ^{90}Y 崩壊からのベータ粒子によって生成されたチェレンコフ放射の測定は純粋に ^{90}Sr の放射能測定能の機器を提案する。このセミナーのゴールはこの方法を示すことである(セクション3)。本来の位置で、 ^{90}Sr の決定のための興味深い方法があり、それも純粋な機器方法である。これはゲルマニウム検出器のケース内で $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ のベータ粒子放射の減速によって生じた放射光の良い測定をベースにしている。しかし、普通の方法は化学的区別をベースにしており、 ^{90}Sr の決定のために使用されている。つまり、この方法について更に行くつもりはない。その詳細は^[2]に記述されている。

[2] Brodzinski, R. L. and Nielson, H. L.: A well logging technique for the in situ determination of ^{90}Sr , Nuclear Instruments and Methods 173 (1980) 299 – 301.

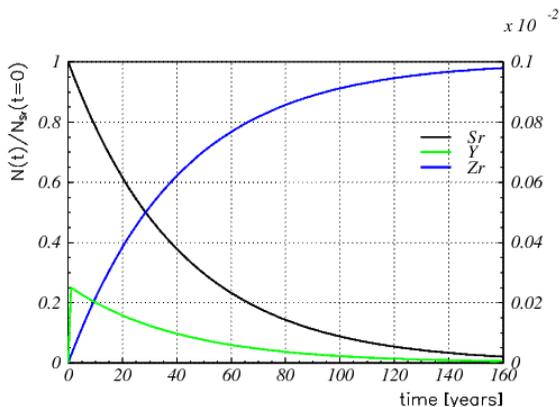


図3. ^{90}Sr 原子核数と比較した原子核数。右のスケールは ^{90}Y に対応している。

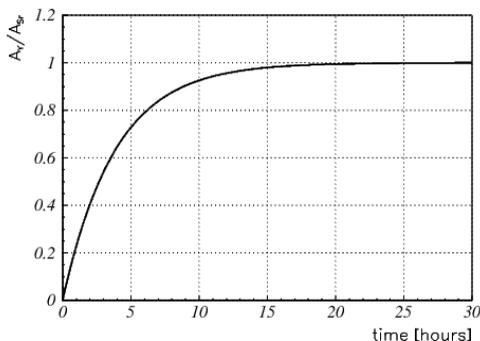


図4. ^{90}Y と ^{90}Sr の放射能比

2. Standard methods

2.1. Measuring total activity of the sample: ^{90}Sr とその娘核の ^{90}Y はどちらも純粋なベータ粒子を放射核なので、これらはいつものそして精密なガンマ線スペクトラム法によって識別することが出来ない。サンプルからの他の放射線源を遮断するために、化学的な区別による ^{90}Sr の分離がほとんど使用される。正確な区別の計画はサンプルに依存している。この方法の化学的効率率はサンプル内の知られている安定な ^{84}Sr の追加によって決定される。最終的な生成の荷重によって、これらの手順を通してできたわずかなストロンチウムは決定される。この一部はその区別方法の効率を示す。

^{90}Sr の測定は純粋なベータ放射源でもある ^{89}Sr (半減期 50.5 日、 $T_{\max}=1.49$) が環境サンプル内において、 ^{89}Sr 測定で邪魔をすることから、更に複雑にするだろう。したがって、ストロンチウムの化学的な分離のあと、ストロンチウムの放射能はサンプル中の ^{90}Sr と ^{89}Sr の両方

の寄与を含むだろう。これは化学的に同じ性質を持つ同位体が原因となる。サンプル中に⁸⁹Srがある場合、放射性ストロンチウムの単離は⁹⁰Yの十分な内殖を許すため10 - 14日の期間さらなる処理を除きサンプル中に残る(つまり、⁹⁰Yが放射平衡になるまでの10 - 14日間放置するとサンプル中のストロンチウムを単離できる)。その期間のあと、化学的に分離された⁹⁰Y成分はサンプル中の⁹⁰Srの放射能の量に使用される。ストロンチウムからイットリウムへの分離時間から⁹⁰Yの崩壊を計算することによる⁹⁰Yの放射能からこれは決定される(図4をみよ)。系統誤差(化学的分離と他の線源の汚染可能性を伴った)はこの方法の精度に制限される。

その分離された⁹⁰Yの放射能はガスイオン検出器(例えば、GM管)または液体シンチレーションカウンターを使用して測定される。

●ガスイオン検出器(電離箱)は、ガスを通過した放射線が生成したイオンを駆使して制御される。普通、これらカウンターは密封の中にガス体積を入れて、遮蔽するもしくはガスで満たしたそれを連続的な流れを許すためとしてそのような方法の構造のどちらかである。ガス容量がないでの電場は電極を通して供給される。外壁はしばしばカソードとして受け持つ、ガス容量の中心のワイヤーや、グリッドまたは面はアノードとして受け持っている間は。電離放射(電極間の空間を通過したことは)電子 - イオン対を生成することでそのエネルギーの一部もしくは全てを消費する。電場が供給されているなら、その電子はアノードに、イオンはカソードへ加速され、そこで収集される。実用可能なエレクトロニクス回路を使ったこの電荷の検出によって、電離放射の存在を示すことが与えられる。3種類のガス検出器がある:それは電離箱(ion-chamber)、比例係数管、GM管である。これらは電極管に供給する電場の強さが主に異なる。

●液体シンチレーションカインティングの技術は放射性試料を結晶もしくはプラスチックの容器に入れて設置、そして特殊なシンチレーションカクテルを添加して均質なシンチレーション係数溶液をけいせいする。シンチレーションカクテルは溶剤と粉末溶質で構成される。シンチレーション過程の初めのステップは液体シンチレーションカクテル内で溶液の分子で放射性の相互作用する。結果は励起した溶液分子の構造である。液体の励起エネルギーはそしてシンチレーション(粉末状)の分子へ移行する、可視光の光を放射して遷移する。その光はPMTで検出され、電気信号へ変換される。真の核種イベントからのバックグラウンドを区別する手法のために、シンチレーション・ガラスのなかに、普通2個のPMTの同時計測が光子収集のために使用される。もし単一PMTが使用されたなら、バックグラウンド水準は1分間に約1万カウントであろうが、2つのPMTの同時計測を使用すると1分間に約30カウントにバックグラウンドを減らせる。同時計測カウント後の本質は実際にシンチガラス内で核種の崩壊事象が起こったものに基づかれている、等方的に生成された光が、崩壊過程と結果として生じたシンチレーションはとても早い(平均光減衰時間は2 - 20 ns)。この崩壊過程とシンチレーション過程は多数光子事象(シンチカクテル内で遷移する核種のエネルギーの約10 ph/keV)を生む、この光子は2個のPMTでとても早い短い時間で検出される。もし18 nsの分解時間の同時計測内の両方のPMTで信号を検出したら、それは真の核種減衰事象として受け入れる。一方、この時間内でPMT1個だけでイベントが生じたら、バックグラウンド事象として考慮する。

分離した⁹⁰Yの放射能を測定するために使用される検出器はサンプル内の汚染によるガンマ線の効率(感度)より⁹⁰Y/⁹⁰Srからのβ線に高い効率を持つべきである。ガンマ線はβ線より物質内でのレンジが高いので、低い表面密度のガス検出器は液体シンチよりも実用的

である。たとえば、比例係数管は検出限界は液体や個体のサンプルでそれぞれ 0.2 と 0.05 Bq/m³ である。実験的な誤差は高い感度で 10%、低い感度で 30%以上として見積った^[3]。

[3] Vokal B., Fedina Š., Burger J., Kobal I.: Them year Sr-90 survey at the Krsko nuclear powerplant, Annali di Chimica, 88, (1998) 731 – 741.

しかし、シンチ検出器はガンマ線の存在により敏感で、しばしばこのために使用される、特に溶液の形状でのサンプルなら。この場合の上記を言及するとして、サンプルは単純に液体シンチに加えられ、このようにサンプルへの吸収は回避される。しかし、これは次々に液体シンチの光学性質(放射スペクトラム、伝搬)が影響し、誤差が増える^[4, 5, 6]。ベータ粒子の液体シンチ検出器の効率はベータ崩壊の元のエネルギーに依存する。ほとんどの 100 keV 以上のエネルギーをもつベータ粒子は検出効率 90 – 100%であるが、低いエネルギーのベータ崩壊での効率は普通 10 – 60%^[7]である。90 Y のために、液体シンチ検出器の効率は 100% 近いのができる。

[4] Randolph R. B.: Determination of Strontium-90 and Strontium-89 by Čerenkov and Liquid-Scintillation Counting, Int. J. Appl. Radiat. Isotope, Vol. 26 (1975), 9 - 16.

[5] Uyesugi G. S. and Greenberg, A. E.: Simultaneous Assay of Strontium-90 and Yttrium-90 by Liquid Scintillation Spectrometry, Int. J. Appl. Radiat. Isotope, Vol. 16 (1965), 581 – 587.

[6] Satoh K. and Hasegawa K.: Conting Efficiency and Colour Quenching in measuring Cherenkov Radiation, J. Radianal, Nucl. Chem., Letters. 128 (5), (1988), 490 – 416.

[7] L' Annunziata M. F.: Handbook of Radioactivity Analysis, Academic press, 1998.

2. 2. Measurements of Cherenkov radiation in aqueous solution

2.2.1. Chenrekov radiation: チェレンコフ放射は媒質中を光の速さよりも速いスピードで荷電粒子が通過したことによる電磁放射である。そのスピードは $v=c/n$ で与えられ、 n は屈折率、 c は真空中の光速である。粒子がチェレンコフ放射するためにはしたがって、

$$v > c/n \text{ or } \beta > 1/n$$

の速度を持っていなくてはならず、チェレンコフ生成のための運動エネルギーしきい値は

$$\begin{aligned} T_{thr} &= mc^2 \left[\frac{1}{1 - \beta_{thr}^2} \right] \\ &= mc^2 \left[\frac{n}{n^2 - 1} - 1 \right] \\ \beta_{thr} &= 1/n \end{aligned}$$

である。 T_{thr} は媒質の屈折率で変化し、そして屈折率が高くなるとそれは低くなる。これを電子について [図5](#) に示す。

条件(2)を満たすなら、コヒーレント波面を形成し、円錐の形状でそして粒子の軌道に重視して良く定義された角度で放射する([図7](#))。この角度は粒子の速度と放射したエネルギー E_f に依存している。

$$\begin{aligned} \cos\theta_c &= \frac{(c/n)t}{ct} \\ &= \frac{1}{\beta n(F_f)} \end{aligned}$$

そして、これをチェレンコフ角という。さまざまな屈折率の粒子の速度でのチェレンコフ角の依存性を [図 6](#) に示す。

単位長さの輻射体、単位光子エネルギーにおける電荷 ze_0 の粒子が放射した光子数は

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dx dE} &= \frac{z^2\alpha}{\hbar c} \sin^2\theta_c \\ &= \frac{z^2\alpha}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E_f)}\right) \end{aligned}$$

である^[1]。チェレンコフ放射は一般に PMT で検出される。このデバイスの典型的な感度領域は可視光領域の 350 nm から 550 nm で、光エネルギーは 2.4 – 3.7 eV である。E_f の生成を超えた積分(5)よりこの領域を超える屈折率の一定を取ると、

$$\frac{dN}{dx} = \frac{z^2\alpha}{\hbar c} \sin^2\theta_c \Delta E_f$$

ここで、 ΔE_f は PMT のエネルギー感度領域である。電子についての光子数を図8に示す。

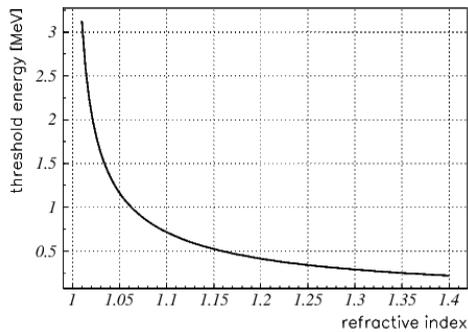


図5. 電子のエネルギーしきい値 T_{th} の屈折率による変化

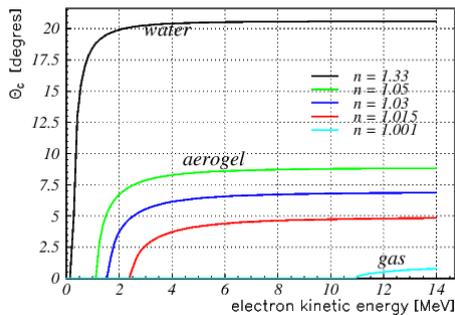


図6. 様々な屈折率における電子速度の関数としてのチェレンコフ角

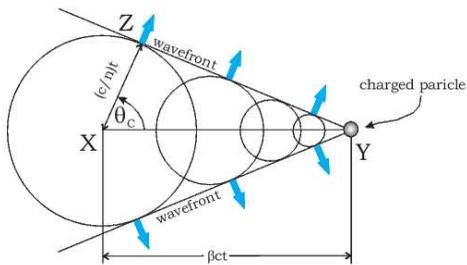


図7. 円錐状のチェレンコフ波面のホイヘンス解釈。時刻 $t=0$ の荷電粒子の位置を X; X から Y への粒子の進んだ距離は βct ; チェレンコフ光が X から Z へ進んだ距離は $(c/n)t$ である。 θ_c はチェレンコフ光が放射した角度である。

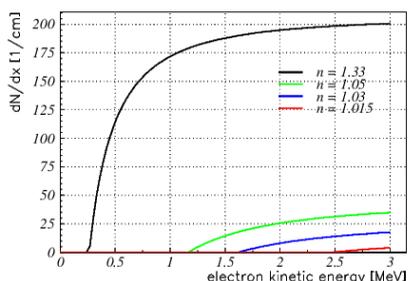


図8. 350 nm – 550 nm 間の領域での電子の単位距離あたりの放射光子数

2.2.2. Using water as Cherenkov radiator: さ β 粒子とガンマ線の吸収もしくは散乱によって生成された電子はこれらエネルギーがしきい値以上ならチェレンコフ光を放射する。水ならこれは 263 keV である。 $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ の放射能を測定する一つの方法は他のベータ粒子から $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ の寄与を区別するために溶液でのチェレンコフ放射を利用する。この場合、サンプルは液体シンチレータの代わりに水に溶かされる。この検出器の効率率はベータスペクトラムのエンドポイント・エネルギーに従って上昇する、(^{90}Y , ^{90}Sr , ^{89}Sr はそれぞれ、 $\sim 70\%$, $\sim 1\%$, $\sim 40\%$ ^[7])、その結果、高いエンドポイント・エネルギーでのスペクトラムで、ベータ粒子の大部分はチェレンコフ光を放射する。この方法の感度はバックグラウンドに等しいカウント頻度の放射能として定義される。ふつうバックグラウンドは約 1 s^{-1} である。したがってこの感度は数 Bq である。水チェレンコフでのしきい値がかなり低いから、ほとんどの同位体はカウント頻度の測定で寄与する。したがって化学的分離した ^{90}Y は普通に測定される。区別した後の ^{90}Y 部分が増加するので、測定精度は時間に伴って増加する。

3. Using Cherenkov radiation in silica aerogel

^{90}Sr と ^{90}Y の放射能の比を知っているなら (例えばサンプルが放射平衡もしくは、ストロンチウムの化学的分離した後か自由な核からの時間が知られている)、そして ^{90}Sr の放射能が ^{90}Y からの電子によって生成されたチェレンコフ放射の測定から決定できる、ここで、親核種

の⁹⁰Sr 原子核よりベータ線スペクトラムの高いエンドポイントエネルギーを持つ。放射体の低い屈折率を選択するこの場合は好都合である。この方法は他の β 線の寄与(というのは信号に低い β 線エネルギースペクトラをもつ)を除去もしくは少なくとも極力抑制することが可能である、なぜなら、低屈折率はチェレンコフ放射の生成のための高いしきい値を意味するからである。一方、発生した光子数は減少する、屈折率の減少によって(図8)。低密度の物質での電離エネルギー損失は小さいので、物質の低い密度は放射した荷電粒子の長く進む距離を意味し、そしてしたがって発生光子数が増える。

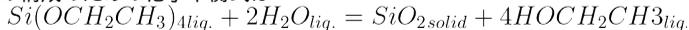
⁹⁰Y 崩壊からのベータ粒子の測定のため、水よりも低い屈折率($n = 1.33$)の放射体が要求される、なぜならチェレンコフ放射のしきい値($T_{thr} = 263$ eV)が比較的低い水は他のベータ粒子の信号の寄与を強く減らすことができない。放射体は屈折率約 1.05($T_{thr} = 1.16$)で、低密度、そして透明であるべきである。伝統的なガスと液体放射体は 1.0018(C_5F_{12})より小さい、そして 1.27(液体 C_6F_{14})より大きい屈折率をそれぞれもつ。屈折率のこの間をカバーするのをエアロゲルと呼び、これは1,004から 1.1 の広い幅で低い密度、高い透明度を公式に制作することができる。

3.1 Silica Aerogel

エアロゲルは手作りされてして、空気の3倍と同じ低い密度をもつ。これは本質的に捉えられた空気によって満たされたとても小さいポケット(気孔)の3次元構造で 1 から 10 nm の領域サイズでつながった無定形な SiO_2 の粒子状で成る(図10)。結果としてこれはさまざまな気孔のサイズ(平均直径 20 nm)を持った高い浸透性の物質である。さいしょのとても小さな粒子の巨大な数は 1000 m²/g に近い内部表面を決定し、これはエアロゲル内での化学的・物理学的振る舞いの基本的な役割を果たしている。屈折率と密度の簡単な関係が存在する。

$$n = 1 + 0.21\rho$$

エアロゲル調合の最初のステップはアルコゲルと呼ばれるウェットゲルの構成である。これはアルコール溶液(普通はエタノール)中での加水分解とシリコン・アルコキシド前駆体によって生成される。この前駆体のほとんどの共通点はテトラメチル・オルソシリケート(TMOS, $Si(OCH_3)_4$)とテトラエチル・オルソシリケート(TEOS, $Si(OCH_2CH_3)_4$)である。TEOS からシリカゲルの構成のための化学平衡式は



である。エアロゲルの最終的な密度は溶解内のシリコン・アルコキシド量単体の濃度に依存する。

アルコゲルは固体と液体の2つの部分から構成し、自立することが出来る。固体部分は結合した酸素粒子の3次元ネットワークによって構成される。液体部分は固体部分周りの自由な空間に満たされている。エアロゲルはそして液体部分が除かれることによって得られる。しかし、液体の蒸発は毛細管現象によってアルコゲルの固体シリカ成分の潰れを引き起こす。これは液体がゲルから完全に出た後、ゲルは潰れそして元の体積の約 10%密度の高い固体を形成することを意味する。蒸発溶媒の代わりに、ゲルは超臨界乾燥される。超臨界流体は準液体と準気体で、ふつつ高圧・高温で、液体よりも低い表面張力を持つ気体のように広がる。アルコゲルの超臨界乾燥はゲルの液体を毛細管現象からのシリカ配列の陥没を引き起こすことなく固体シリカ行列からこっそりとゆっくり抜け出するための方法である。これは液体の3重点以上ゲルを熱して行われる。液体はゲルから外へこっそり抜け出るとき、一旦ガスとして通気することが出来る。

エアロゲル内の可視光の振る舞いはレイリー散乱によって支配的である。散乱中心のサイズ(散乱させる実体)が入射光子の波長と同じ時、より効果的である。小さな粒子内での発生(可視光において、直径~400 – 700 nm)は顕微鏡や固有の不規則な粒子または他から分離される。入射光の波長より散乱中心が小さい時、それは効果的ではない。シリカエアロゲル内で、初期粒子がは2 – 5 nmの直径を持ち、観測される散乱は重要な寄与を与えない。しかし、この散乱は個体構造から必ずしも発生しない。エアロゲル内では気孔のネットワークがあり、散乱中心として実行される。これらの主は可視光の波長よりとても小さい(~20 nm)。これはしかし、明らかな気孔の数が多くて、可視光を散乱させる。散乱効率としては散乱中心に依存し、波長の差はその強度を変えて散乱する。透過した光を読み出すための要因(赤い光は波長が長く、エアロゲルの構造によっては散乱されない)とシリカエアロゲル内で青光の反射が現れてくる。つまり青みがかったモヤがエアロゲルのサンプルの周りにでき、レイリー散乱の効果であり、短い波長が散乱原理によって最もひどく作用される。

内部吸収は可視光ではあまり重要な役割を持たない、赤外で弱い吸収が現れてくる間は。エアロゲルの透過性は減衰係数 μ の光で表現される、これは波長に依存して以下で示される。

$$T = \exp(-\mu(\lambda) d),$$

ここで、d はエアロゲルの厚さである。可視光領域における光の減衰はレイリー散乱が支配的で、この項は波長の依存性特性を示し、

$$\mu \propto 1/\lambda^4$$

である。光吸収の可視光領域が無視してよいので、エアロゲル試料の厚さ d における測定した光の波長の関数としての透過性 T は以下の式で顕著にフィッティングされる。

$$T = A \exp(-C d / \lambda^4)$$

ここで、可視光領域 300 nm – 700 nm であり、A は波長に依存しない吸収過程を表す透過性因子、C はレイリー散乱の強度である。高い A と低い C の値をもつエアロゲルは透明である(図9)。

チェレンコフ検出器で興味がある波長は可視光なので、輻射体としてのエアロゲルは可視光の波長がまだ十分初期粒子と気孔のサイズより小さいから均一な媒介として扱うことができる。

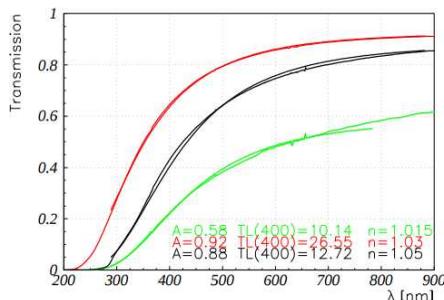


図9. 屈折率 1.015, 1.03, そして1.05の厚さ1cmのエアロゲルの透過性。波長 $\lambda = 400$ nm における値 A と透過長は TL(400)としても書かれる。TL(400)は $T=A \exp(-d/TL(400)(400/\lambda)^4)$ で定義される。ここで波長は nm である。

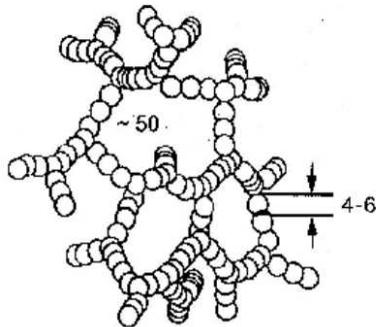


図10:エアロゲルの構造

3.2. Description of method: 輻射体としてシリカエアロゲルを使用したベータ粒子のチェレンコフ検出で環境中サンプルの ^{90}Sr の放射能を決定することができる調査は J. Stefan 研究所で行われた^[8]。基本的な実験セットアップの構造は暗箱内に取り囲まれている (図 11)。検出システムの重要な部分は輻射体のシリカエアロゲルで、チェレンコフ光はベータ粒子によって放射され、光電子増倍管 (PMT) は光を電気信号に変換する。検出システムの感度を下げたがバックグラウンドを抑えるためにマルチワイヤー比例係数管 (MWPC) (これはガス電離箱のタイプ) が PMT はと同時計測で使用される。

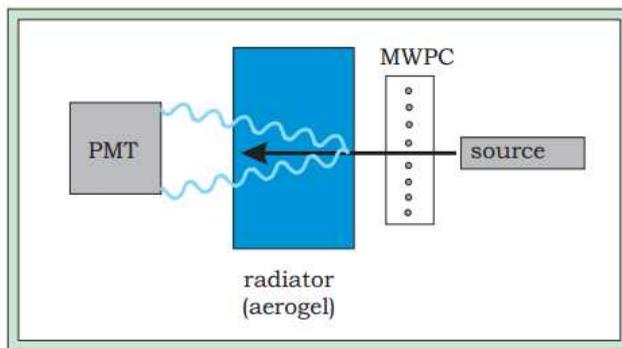


図11. 実験セットアップ: PMT には光電子増倍管が立っていて、MWPC はマルチワイヤー・比例計数管が立っている。

チェンバーでのベータ粒子のエネルギー損失はチェンバー自身の表面の物質質量やく 8 mb/cm^2 と低いため約 $10 - 15 \text{ keV}$ と低い。チェンバーでベータ粒子検出の確率は 95% 以上。一方、チェンバー表面の物質質量を低くするため、チェンバー内でのガンマ線の吸収確率がとても低くなる ($E_\gamma > 100 \text{ keV}$ で 0.1% 未満)。これは γ 放射の存在が純粋なベータ放射す

る $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ の放射能の決定を難しくすることから、有利となる。したがって、チェンバーはチェレンコフ検出(エアロゲルと組み合わせている PMT)がチェレンコフ条件をのエネルギーしきい値より高いエネルギーの荷電粒子のみを捕らえている間すべての荷電粒子を捕らえる。

輻射体として屈折率 1.05 のシリカエアロゲルが使用された。他のベータ放射のほとんど全てから高いしきい値 ($T_{\text{thr}} = 1.16 \text{ MeV}$) より高いものを区別する、特に ^{137}Cs のため。エアロゲル内での光子散乱はほとんど吸収よりも効果的であることを以前に述べた。したがって入り口とエアロゲルの側面の壁は PMT へ光を反射させるためアルミホイルでカバーし、チェレンコフ光の高い収集を達成する。

この方法での効率は知られている線源の放射能と測定したカウント頻度の比として定義される。図12はベータスペクトラムのエンドポイントエネルギーの関数としての測定した効率を示し、4つの点線源を使用した： ^{42}K , ^{32}P , $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ そして ^{137}Cs 。ここで ^{32}P と ^{137}Cs は ^{90}Sr のバックグラウンドとして考えられる。線源を使用する上で、 ^{32}P は純粋な β 放射の分岐しかない。他の線源は高いエネルギーの分岐が考えられ、低いエネルギー分岐はしきい値未満のそれぞれ ($^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ として ^{137}Cs)、もしくはマイナーな補正の存在(数%の ^{42}K)が期待される。期待された効率は β スペクトラムのエンドポイントエネルギーの増加で増える。

β - γ 放射は MWPC の β と同時計数をトリガーして、そして γ は PMT のガラス窓で変換され、ここで結果チェレンコフ光を放射する。

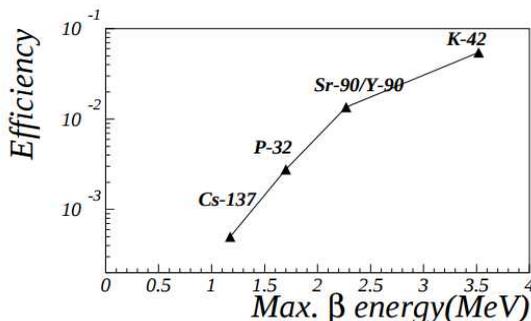


図12. B スペクトラムのエンドポイントにおける関数の効率のちがい

同時に PMT のチャンネルヒットしたイベントの数の分布を図13に示す。この同時イベント数は 2, 3 そして4の PMT はチャンネルの β スペクトラムのエンドポイントエネルギーの関数としては図14に示す。これは高いエネルギー β スペクトラムを持つ 42K が発生させるチェレンコフ光を低いエネルギー β スペクトラムの $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ と ^{32}P よりも多いことを意味する。つまりこれは異なる線源の寄与を区別するための方法である(?)。PMT チャンネルの一つが ^{137}Cs の低い β スペクトラムでヒットするよりも比較的たくさんのイベント数はこの場合 β - γ の同時計測にむしろ重要に寄与する位置にある(?)。

PMT と MWPC のバックグラウンドカウント頻度はそれぞれ 100 s^{-1} 未満である。同時計測の比は 2 cph でサンプルの低放射能測定が保証される。

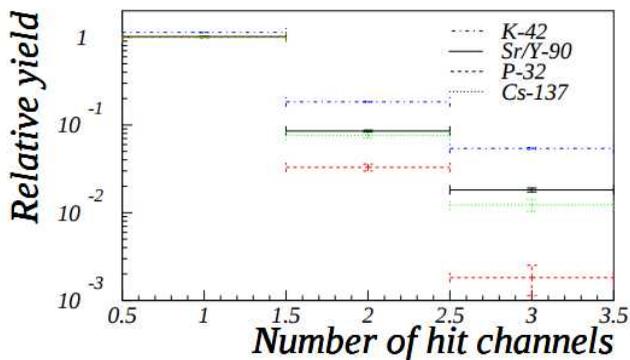


図13. PMT チャンネルヒットの同時イベント数の分布で、1ヒットについて規格化している。

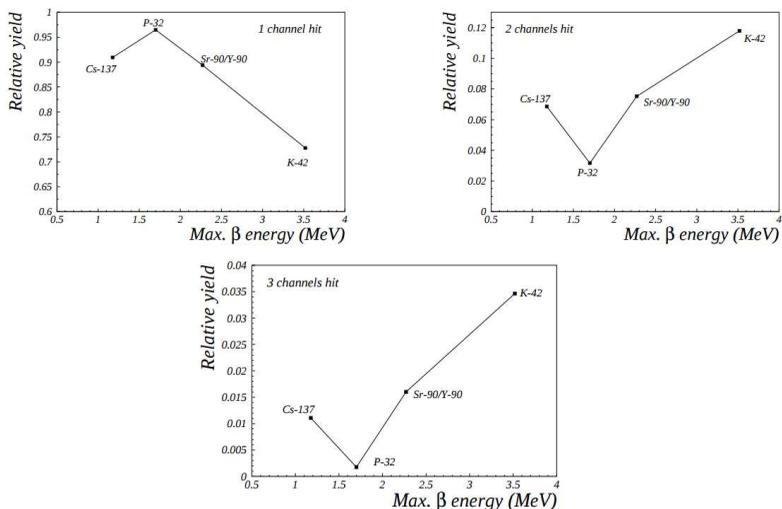


図14. PMT チャンネルの同時ヒット数が 1, 2 そして 3 の β スペクトラム・エンドポイントにおける分布で、全コインシデンスイベントで規格化している。

4. Conclusion: 環境中のサンプルに含まれうる ^{90}Sr の放射能を決定する方法を以下に記述する。ここでは輻射体としてシリカエアロゲル内でベータ粒子のチェレンコフ放射を基にしている。MWPC を PMT との同時計測使用 (これはチェレンコフ放射の収集で) はバックグラウンドを高く抑えることができる (同時計測頻度 < 2 cph)。これはサンプルの低放射能測

定を保証していることを意味する。しかし $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ の検出効率は低い (~ 0.01)、他の β , γ 線源のメインよりは高い。この例外は β スペクトラムのエンドポイントエネルギーが $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ よりも高い ($T_{\text{thr}} = 2.27 \text{ MeV}$) ことである。それぞれの同位体の数は低く、サンプル内の同位体の存在は PMT の同時チャンネルヒット数における分布の変化を考慮することに依って識別される。 $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ の検出効率は光検出器とエアロゲルのカバーが小さいため低い。これは PMT の数を増やすもしくは、大面積カバーできる光検出器を使用することによって改善できる。