

실린더 금속판에 의해 뒤쪽산란된 감마선이 핵에너지 준위에 미치는 효과

정문택* · 최남길

동신대학교 방사선학과, 나주, 520-714

천명기

숭실대학교 물리학과, 서울, 156-743

(2007년 1월 17일 받음, 2007년 2월 20일 최종수정본 받음)

본 연구에서는 고체 안에 둘러싸인 감마선 원천핵 ^{133}Cs 를 금속판(gold plate)으로 된 실린더 안에 놓았을 때 첫 여기상태인 81 keV 에너지 준위폭이 더 좁아짐을 볼 수 있었다. 이러한 결과는 에너지 준위의 수명이 연장된 것을 의미한다. 두께 0.5 mm, 길이 5 cm, 반경 1 mm의 실린더를 사용했을 때 4.2 K에서 에너지 준위폭은 6.1 % 정도 좁아지는 결과를 얻었다.

주제어 : 핵수명, 감마선 방출, 에너지 준위폭

I. 서 론

최근에 감마선 뒤쪽 산란단면적이 측정되어 이론값과 비교 되었다. 그 결과 감마선의 일부가 완전히 뒤쪽으로 탄성산란 될 수 있음을 보여주었다. 이러한 사실은 방사능 핵으로부터 방출된 감마선은 적절한 반사체에 의해 에너지 손실 없이 원천핵으로 되돌아올 수 있다는 것을 의미한다. 원자핵 에너지 준위는 변화될 수 없는 물리량으로 알려져 있다. 원자핵의 수명을 조절하는 것은 방사능 물질의 폐기와 저장, 그리고 감마선 스펙트럼의 정확한 측정 등과 관련하여 매우 중요한 문제이다. 원자핵 에너지 준위폭이 임의로 수정될 수 있다면 이러한 문제를 해결하는 단서를 제공하는 것이 되기 때문에 이에 대한 많은 연구들을 계속 시도해왔다[1-3]. 방사능 핵종의 화학적 상태의 변경[1], 높은 압력[2]과 낮은 온도 적용[3] 등을 들 수 있다. 그러나 이들로부터는 단지 0.02~0.04 % 정도로 미세하게 변경된다는 사실만을 확인할 수 있었다.

다른 한편, 진공 장의 공간적 구조 또한 원자나 원자핵의 에너지 준위와 폭을 변화시킬 수 있다는 사실은 매우 잘 알려져 있다[4, 5]. 즉, 공간이 두 완벽한 전도판에 의해 제한된다면(이 때 모든 파동 함수는 그 판의 표면에서 사라진다.) 진공장은 불연속하게 되어 물리량들이 약간 수정된다. 그러나 관측할 만큼의 효과가 나타나려면 두 전도판 사이의 거리가 마이크로미터 범위 내에 있어야 한다[4-8].

핵에너지 준위의 이동을 관측하기위하여 피스바우어 실험을 실행한 결과[6, 7] 그 준위폭이 더 좁아짐을 확인할 수 있었으며[9], 그에 따라 그 실험데이터들을 자세히 분석하였다

[10]. 화학적 환경의 효과와는 분명히 다른 그러한 현상에 대한 메커니즘을 자세히 조사하는 것은 매우 흥미 있는 일이다.

이러한 상황에서, 피스바우어 실험에서 발견된 현상을 설명하기 위해 흥미있는 아이디어가 제시되었다[10]. 만약, 원천핵으로부터 방출된 광자가 되돌아 와서 원래의 핵으로 재흡수될 수 있다면 여기상태에 존재하는 핵의 밀도가 증가하여 핵의 수명이 연장될 수 있다는 것이다. 방출된 광자가 자유 공간에서 되돌아오는 것은 불가능하지만, 원천핵 주변에 반사판(금속판)이 있으면 되돌아오도록 만들 수 있다. 광자가 금속판으로부터 뒤쪽산란된 후 원천핵에 재흡수되면 광자의 방출이 감소된다. 그러한 과정이 여러 번 반복될 때 결과적으로 수명은 연장된다. 물론 방출, 산란과 흡수와 같은 모든 과정이 에너지 손실없이 탄성적으로 일어나야 한다. 따라서 원천핵은 고체 안에 심어야 한다. 광자 재흡수의 한 과정으로는 핵수명에 매우 미세한 조절만 가능하지만, 그 과정이 반복되면 효과가 서서히 커져서 핵 수명이 관측될 수 있을 만큼 변경시킬 수 있다[11-13].

II. 이 론

1. 뒤쪽산란 단면적

먼저 금속판에 의한 γ -선의 뒤쪽산란을 검토할 것이다. 금속판으로부터 γ -선의 탄성산란은 결정계 되며 대부분 원자내에 있는 전자들에 의해 발생한다. 즉,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 |F(E_\gamma, \theta)|^2 \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (1)$$

여기서 θ 는 산란각이며, e , m_e 와 c 는 각각 전자전하, 전자질

*Tel: (061) 330-3324, E-mail: mjeong@dzu.ac.kr

량과 광속이다. $F(E_\gamma, \theta)$ 는 감마선 에너지와 산란각의 함수로 표현된 형태이다. 원자핵 내에 있는 양성자에 의한 광자 결맞음 산란이 동시에 일어날 수도 있으며, 이러한 산란은 전자 질량이 양성자 질량으로 대체된다면 원자의 경우와 유사하게 식(1)의 형태로 기술될 수 있다. 그러나 양성자의 질량은 전자의 질량보다 매우 크기 때문에 양성자에 의한 산란 효과는 전자의 기여도와 비교했을 때 무시할 수 있을 만큼 작다. 즉, 식 (1)로부터 $(e^2/M_p c^2)^2 \ll (e^2/m_e c^2)^2$ 이 된다.

완벽히 뒷쪽산란된 광자만이 원천핵으로 되돌아와서 재흡수될 수 있다. 핵의 크기가 광자의 파장보다 매우 작기 때문에, 핵을 점입자로 가정하면 뒷쪽산란 단면적 σ_π 는 다음과 같이 표현된다.

$$\sigma_\pi = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta(\cos\theta - 1) \delta(\phi - \phi_0) d\Omega = \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 |F(E_\gamma, \theta = \pi)|^2. \quad (2)$$

광자는 두께가 d 인 금속판 내에 있는 원자에 의해 산란되기 때문에 cm^2 당 원자의 수를 알아야한다. 그 수는 nd 로 표현되는데, 여기서 n 은 원자의 질량으로 나눈 밀도이며 Avogadro 수 N_A 를 가진 $n = \rho/M = \rho N_A/A$ 로 표현된다. 감마선이 금속 표면의 수직방향에 대해 ψ 각도 방향으로 입사되면 d_n 는 $d_1 = d/\cos\psi$ 로 대체되어야 한다. 이러한 경우에 cm^2 당 원자의 수는 $n_1 = nd_1 = nd/\cos\psi$ 이 된다.

산란체는 고체 안에 구속되어 있기 때문에 격자 진동의 효과는 Debye-Waller 인자에 의해 고려될 수 있다. 온도 T 에서 Debye-Waller 인자는 다음과 같다.

$$f = \exp \left\{ \frac{-3E_\gamma^2}{Mc^2 k_B \theta_D} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2 \int_0^{\beta_D/T} \frac{tdt}{e^t - 1} \right] \right\}, \quad (3)$$

여기서 k_B 는 Boltzmann상수이며, θ_D 는 Debye 온도이다. 이 인자를 뒷쪽산란 단면적 σ_π 에 곱해야 한다.

2. 붕괴방정식

일반적으로 방사성 원자핵은 감마선을 등방성으로 방출하기 때문에 dt 시간 안에 한 방향으로 방출되는 광자의 수는 다음과 같다.

$$\frac{d}{d\Omega}(dN) = \frac{\lambda N}{4\pi} dt, \quad (4)$$

여기서 λ 는 붕괴상수이다. 따라서 금속표면을 때리는 광자의 수는 원천핵을 중심으로 실린더 금속판 전체에 걸쳐 적분함으로써 얻을 수 있다. 광자는 입체각 안에서 방출되기 때문에 금속표면 위에 있는 광자 밀도를 고려해야 한다. 이러한

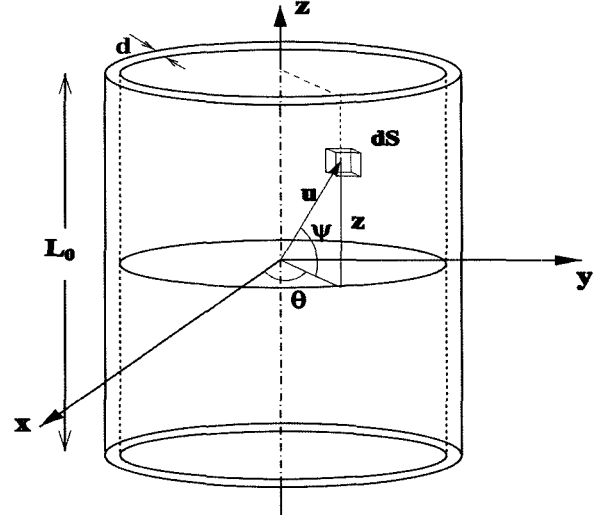


Fig. 1. Geometry of a cylinder.

밀도는 거리의 제곱에 역으로 비례한다.

Fig. 1에 나타났듯이 그 거리는 $u(z) = (R^2 + z^2)^{1/2}$ 이며, 여기서 R 은 실린더의 내부반경이며 z 은 실린더의 중앙에 원점이 있는 실린더 좌표계에서의 높이이다. 산란체가 위치해 있는 점에서 표면요소는 다음과 같다.

$$dS' = R d\theta dz = \frac{R^2}{\cos^2 \psi} d\theta d\psi, \quad (5)$$

여기서, θ 는 실린더 좌표계(R, θ, z)의 z 좌표 둘레의 각을 나타내며, $z = R \tan \psi$ 관계식이 성립한다.

또한, 거리 u 를 이동하는 광자는 반경 R 에 비교했을 때 (R/u) 배만큼 기여한다. 따라서 방출된 광자가 금속표면에 의해 산란된 후 한 번 되돌아올 때 붕괴방정식은 붕괴상수 λ' 에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$dN = -\lambda N dt + \zeta \frac{1}{4\pi} \left(\rho_\gamma f \frac{R}{u} n_1 \sigma_\pi \right) \lambda N dt \Omega' \equiv -\lambda' N dt, \quad (6)$$

여기서 ζ 는 원천핵이 광자를 흡수할 확률을 의미하며, $\lambda' = (1 - \Sigma)\lambda$ 이다. 식 (6)에서 적분 부분은 Σ 로 표현했으며, 그것은 실린더 표면에 걸쳐 적분되어야 한다. 즉,

$$\Sigma = \zeta \frac{1}{4\pi} \int \left(\rho_\gamma f \frac{R}{u} n_1 \sigma_\pi \right) d\Omega = \zeta n d f \sigma_\pi \arctg \left(\frac{L_0}{2R} \right). \quad (7)$$

본 계산에서는 L_0 는 실린더의 길이를 나타낸다.

3. 광자 흡수확률

광자 흡수확률은 총산란단면적에 대한 감마선 흡수 산란단면적의 비율로 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\zeta = \frac{\sigma_{\gamma}^N f_1}{(\sigma_{\gamma}^N + \sigma_{pe}^N + \sigma_{coh}^N) f_1 + \sigma_{icoh}^N + (\sigma_{pe}^A + \sigma_{coh}^A) f_1 + \sigma_{icoh}^A}, \quad (8)$$

여기서 첨자 N 과 A 는 원자핵과 원자를 나타낸다. f_1 은 원천 핵들에 대한 Debye-Waller factor이며, σ_{γ}^N 는 γ 흡수 산란단면적으로써 다음과 같다[14].

$$\sigma_{\gamma}^N = 2\pi\lambda_{\gamma}^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \frac{1}{\alpha}, \quad (9)$$

여기서 $\lambda_{\gamma} = hc/E_{\gamma}$ 이며, α 는 내부 변환계수이다. J_i 와 J_f 는 처음과 나중 원자핵 상태의 스핀이다. 원자핵의 광전 흡수 산란단면적 σ_{pe}^N 은 관계식 $\sigma_{pe}^N = \sigma_{\gamma}^N \alpha$ 로부터 얻을 수 있다. 원자핵으로부터 감마선의 결맞는 산란과 결안맞는 산란에 대한 단면적도 참고문헌[15]에 있는 공식으로부터 계산할 수 있다. 그들을 σ_{pe}^N 와 σ_{γ}^N 와 비교했을 때 무시할 수 있을 만큼 작다. 원자에 의한 광자의 결맞는 산란과 결안맞는 산란에 대한 단면적과 광전 흡수 산란단면적도 참고문헌[15]에서 찾을 수 있다.

CsCl 화합물의 예를 들어 식(9)의 타당성을 검토하자. 원자 과정에 대해서는 XCOM 광자 산란단면적 데이터베이스의 값들을 사용하였다[16]. 즉, Cs의 첫 여기상태에너지인 $E_{\gamma} = 81$ KeV에서 $\sigma_{coh}^A = 2.88 \times 10^{-23} \text{scm}^2$, $\sigma_{icoh}^A = 2.10 \times 10^{-23} \text{scm}^2$ 이며, $\sigma_{pe}^A = 6.0 \times 10^{-22} \text{scm}^2$ 이다. 식(9)과 $\alpha = 1.72$ 를 사용하면[17] Cs원자핵에 의한 $E_{\gamma} = 81$ KeV 감마 흡수에 대해 $\sigma_{\gamma}^A = 1.03 \times 10^{-19} \text{scm}^2$ 을 얻을 수 있다. 그러면, $\sigma_{pe}^N = \alpha \sigma_{\gamma}^N = 1.77 \times 10^{-19} \text{scm}^2$ 이 된다. $E_{\gamma} = 81$ KeV에서 원자핵 형태인자는 거의 1이기 때문에 식(1)을 사용하면 $\sigma_{icoh}^N = 5.84 \times 10^{-28} \text{scm}^2$ 의 결과를 얻을 수 있다. $\sigma_{coh}^N = (Z/A)^2 \sigma_{icoh}^N$ 이므로, $\sigma_{coh}^N = 9.99 \times 10^{-29} \text{scm}^2$ 임을 쉽게 알 수 있다. CsCl 화합물의 Debye 온도는 108 K이며 이 경우 Debye-Waller 인자는 $T = 4.2$ K에서 $\zeta_{CsCl} = 8.3 \times 10^{-3}$ 이 된다. 이러한 값들을 식(8)에 대입하면 $T = 4.2$ K에서 $\zeta_{CsCl} = 8.3 \times 10^{-3}$ 즉, CsCl 화합물 안에 있는 Cs에 의한 감마선 흡수확률은 대략 0.8%가 된다. 이 값은 포스바우어 실험에서 관측한 흡수스펙트럼의 상대적 값이인 0.7~4%와[10, 18, 19] 비교될 수 있다. 우리의 결과가 합리적이므로 식(8)에 의해 계산된 $\zeta = 0.166$ 값은 믿을 수 있다.

4. 반감기의 계산

붕괴 방정식은 일반적으로 붕괴상수 λ 를 사용하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$dN_1 = -\lambda N_1 dt, \quad (10)$$

위 식의 해는 방사성 붕괴의 지수법칙 $N_1 = N_0 \exp(-\lambda t)$ 이 된다. 광자가 돌아오기 전의 시간간격 $0 \leq t < t_0 (t_0 = 2b/c, c = \text{빛}$

의 속도)에 걸쳐 식 (10)을 적분하여 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$N_1 = N_0 \exp[-\lambda(t_0 - \varepsilon)]. \quad (11)$$

여기서 나중에 $\varepsilon \rightarrow 0$ 을 사용할 것이다. 방출된 광자가 산란된 후 한 번 되돌아오면 붕괴 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$dN_2 = -\lambda N_2 dt + \Sigma \lambda N_2 dt = -\lambda(1 - \Sigma) N_2 dt \equiv -\lambda^{(1)} N_2 dt. \quad (12)$$

위 식은 이미 식 (6)에서 유도되었다. 이 방정식을 시간간격 $t_0 \leq t < 2t_0$ 에 대해 적분하면 다음과 같은 결과를 얻는다.

$$N_2 = N_1 \exp[-\lambda^{(1)}(t_0 - \varepsilon)] = N_0 \exp[-(\lambda + \lambda^{(1)})(t_0 - \varepsilon)]. \quad (13)$$

따라서 $(m - 1)$ 번 그러한 과정을 반복하면 $\varepsilon \rightarrow 0$ 극한에서 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} N_m &= N_0 \exp[-(\lambda + \lambda^{(1)} + \dots + \lambda^{(m-1)})t_0] \\ &= N_0 \exp[-\lambda(1 + (1 - \Sigma) + \dots + (1 - \Sigma)^{(m-1)})t_0] \\ &= N_0 \exp\left[-\lambda \frac{1 - (1 - \Sigma)^m}{\Sigma} t_0\right] \end{aligned} \quad (14)$$

이러한 결과는 되돌아오는 광자들이 흡수될 때 모든 단계에서 붕괴상수가 조금씩 변한다는 사실을 보여주는 것이다. 방사선 핵의 양이 m 번째 단계에서 처음 양의 절반인 $N_m = N_0/2$ 이 되는 그러한 m 의 값을 찾아보자. 즉,

$$\ln 2 = \lambda \frac{1 - (1 - \Sigma)^m}{\Sigma} t_0 \quad (15)$$

이며, m 값은 다음과 같이 표현된다.

$$m = \frac{\ln[1 - (\tau_{1/2}/t_0)\Sigma]}{\ln(1 - \Sigma)} = \frac{\ln[1 - (c\tau_{1/2}/2R)\Sigma]}{\ln(1 - \Sigma)}. \quad (16)$$

여기서 $(\ln 2)/\lambda = \tau_{1/2}$ 와 $t_0 = 2R/c$ 이 사용되었다. 수정된 반감기는 $\tilde{\tau}_{1/2} = m t_0$ 이므로 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\tilde{\tau}_{1/2} = \left(\frac{2R}{c}\right) = \frac{\ln[1 - (c\tau_{1/2}/2R)\Sigma]}{\ln(1 - \Sigma)}. \quad (17)$$

위 과정에서 보았듯이 광자 재흡수과정은 원자핵 반감기가 결정하기 전에 m 번 반복된다. 실질적으로 그러한 과정이 반감기를 형성하는데 기여한다. 그 과정은 단순한 복사선 덧치기가 아니라 광자의 재흡수과정에서 원자핵 반감기가 한 단계씩 점점 수정되는 것이다.

III. 수치 계산

본 논문의 이론을 검토하기 위하여 그 효과를 최대화할 수

있는 조건을 가진 Debye 온도가 높고 뒷쪽산란이 큰 물질을 선택하자. 또한, 방출된 감마선의 에너지 E_γ 가 100 KeV보다 더 작아야 하며, 그렇지 않으면 그 효과가 크게 감소된다. E_γ 가 10 KeV보다 작으면 탐지기와 결합된 잡음이 커서 믿을 수 있는 데이터를 얻을 수 없다.

1. 감마선 원천핵

이러한 조건들을 고려하여 6.27 ns 수명을 가진 첫 여기상태인 $^{133}\text{Cs}(5/2^+, 81 \text{ KeV})$ 를 검토하자.

되튀효과를 제거하려면, 원자핵을 고체 안에 심어야 한다. 화합물 $^{133}\text{BaTiO}_3$ 을 선택할 때, 방사성원소인 ^{133}Ba 은 전자변환(EC) 과정을 통해 ^{133}Cs 로 붕괴된다. 따라서 $^{133}\text{Cs}^*$ 가 화합물 속에 남게 된다. 물론, $^{133}\text{Cs}^*$ 는 첫 여기상태이며 81 KeV 감마선을 방출하면서 기저상태 $7/2^+$ 로 변하게 된다.

화합물 $^{133}\text{BaTiO}_3$ 은 높은 Debye 온도 $\theta_D = 431.8 \text{ K}$ 를 가진 perovskite 구조를 지니고 있다[20]. ^{133}Ba 가 ^{133}Cs 로 붕괴된 결과로 인한 perovskite의 Debye 온도는 사실상 잘 알려져 있지 않지만, 두 경우 모두 perovskite 구조를 갖고 있고 ^{133}Ba 가는 단지 EC과정에 의해 ^{133}Cs 로 변환되기 때문에 $^{133}\text{BaTiO}_3$ 와 동일하다고 가정할 수 있다. 따라서 CsTiO_3 에 대하여 Debye 온도를 $\theta_D = 431.8 \text{ K}$ 로 택할 수 있고 이러한 경우에 Debye-Waller 인자는 온도 $T = 4.2 \text{ K}, 15 \text{ K}$ 와 77 K 에서 각각 $f_1 = 0.3434, 0.3407$ 와 0.2750 임을 알 수 있다.

감마 흡수확률을 평가하기 위해서는 식(8)에 포함된 산란단면적들을 계산해야 한다. 원자핵 과정에 대한 산란단면적은 식(8)의 타당성을 검토하기 위해 CsCl 화합물이 도입되었을 때 이미 계산되었다. 즉, $\sigma_\gamma^N = 1.03 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\sigma_{pe}^N = 1.77 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\sigma_{coh}^N = 9.99 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$ 이며 $\sigma_{icoh}^N = 5.84 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ 이다. 원자핵 과정에 대한 산란단면적은 화합물 CsTiO_3 을 사용하여 계산할 수 있다. 그들은 수정된 상대론적 형태인자를 가진 XCOM 광자 산란단면적을 사용하여 얻을 수 있다[17]. 계산결과는 $\sigma_{coh}^A = 2.69 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$ 이며 $\sigma_{pe}^A = 5.60 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\sigma_{icoh}^A = 1.98 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$ 이다. 이리하여, 흡수 확률은 온

Table I. Modified energy level width and nuclear lifetime. The standard value is $\Gamma = 7.28 \times 10^{-8} \text{ eV}$ and $t_{1/2} = (6.27 \pm 0.02) \text{ (ns)}$.

T (K)	R (mm)	Σ (10^{-5})	$\tilde{\Gamma}$ (10^{-8} eV)	$\Delta\Gamma/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}_{1/2}$ (ns)	$\Delta\tau/\tau_{1/2}$ (%)
4.2	1	9.9116	6.83	-6.14	6.58	5.0
	2	9.4768	7.05	-3.06	6.41	2.3
15	12	8.9575	6.85	-5.91	6.55	4.5
		8.5646	7.06	-2.99	6.40	2.1
77	12	1.0162	7.11	-2.22	6.30	0.48
		0.97166	7.20	-1.12	6.28	0.23

도 $T = 4.2 \text{ K}, 15 \text{ K}$ 와 77 K 에서 각각 $\zeta = 0.166, 0.165$ 와 0.138 이 됨을 알 수 있다.

2. 실린더 금속판

금의 원자번호가 $Z = 95$ 이고 Debye 온도가 $\theta_D = 165 \text{ K}$ 이기 때문에 금막은 감마선의 큰 뒷쪽산란단면적을 얻는데 이용될 수 있다. 그러므로 $E_\gamma = 81 \text{ KeV}$ 에 대한 Debye-Waller 인자는 온도 $T = 4.2 \text{ K}, 15 \text{ K}$ 와 77 K 에서 각각 $f = 0.150, 0.137$ 와 0.0192 이다.

$Z = 79$ 에 대한 수정된 상대론적 형태인자는 XCOM 프로그램[16]으로 계산되었으며 $\theta = \pi$ 에서 $F(81 \text{ KeV}, \pi) = 3.4057$ 을 얻었다. 따라서 금막에 의해 뒷쪽산란된 81 KeV 준위의 산란 단면적은 $\sigma_\pi = 0.921 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ 이다. XCOM 프로그램의 타당성은 실험[20]들에 의해 검증되어 왔다. 금의 밀도는 $\rho = 18.85 \text{ (cm}^3/\text{g)}$ 이기 때문에 cm^2 당 원자들의 수는 $n = 5.76 \times 10^{22} \text{ cm}^2$ 이다.

3. 수명의 계산결과

식(17)과 위에서 언급된 정보들을 사용하면 수명은 계산될 수 있다. 실린더 금속판의 반경 $R = 1 \text{ mm}$, 실린더 길이 $L_0 = 30 \text{ mm}$ 에 대해 식(7)에 있는 Σ 의 값은 $T = 4.2 \text{ K}, 15 \text{ K}$ 와 77 K 에서 각각 $0.99116 \times 10^{-5}, 0.8975 \times 10^{-5}$ 와 0.10162×10^{-6} 이다. 각각의 온도에서 m 의 값은 986.22, 981.45와 944.02이다. 수정된 수명은 Table I에 제시되었으며, 그들은 측정할 수 있는 범위 내에 존재한다. 극한값 $b \rightarrow \infty$ 에서 $\tau_{1/2} \rightarrow \tau_{1/2}$ 가 됨을 주목하자. 수명의 온도 의존성은 금속판의 Debye-Waller 인자를 통해 표현되는데, 실온에서 수명은 거의 변경되지 않는다.

IV. 결론 및 요약

붕괴상수 λ 는 γ -선 흡수의 모든 단계에서 조금씩 변경된다. 붕괴상수 λ 는 실제로 준위폭과 $\Gamma = \hbar\lambda$ 의 관계가 있다. 그러므로 이러한 과정은 분명히 준위폭 즉, 반감기를 변경시킨다.

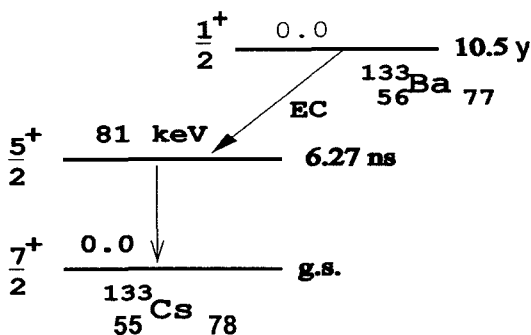


Fig. 2. Decay scheme.

또한, 진공 장의 공간구조는 원자와 원자핵의 수명을 변경시킬 수 있다[8, 21]. 그러나 그러한 경우에는 두 판사이의 거리가 매우 작을 때 감지할 수 있는 효과가 나타난다. 따라서 본 논문에서는 그 효과를 무시하였다.

소위 “복사 덩치기(radiation trapping)”라는 과정도 조사되었다[22, 23]. 그 과정은 두 방사능핵들 사이에 광자가 교환되는 동안에 시간을 소비하는 결과로써 감마선 방출의 시간 전개가 조절되는 것으로 해석될 수 있다. 즉, 두 원자핵이 광자와 상호작용하는 동안에 광자가 그 시스템으로부터 빠져나오는데 지연되는 것이다. 그러나 에너지 준위폭이 변경되지 않는다면 원자핵의 수명과는 어떠한 관계도 없다. 수명은 단지 여기상태의 밀도가 위에서 언급된 메커니즘을 통하여 증가될 때만 변화될 수 있다. 복사 덩치기는 에너지준위의 조절 없이도 일어날 수 있지만 그러한 단순한 덩치기는 에너지 준위폭과 직접 관련된 피스바우어 스펙트럼에 어떤 영향도 끼치지 않는다.

여기서 제안된 과정은 되튐없는 방식으로 발생해야 한다. 따라서 되튐을 제거하기 위하여 방사성 원천핵을 고체 안에 주입해야하고, 낮은 온도에서 측정되어야 한다.

참고문헌

- [1] T. Ohtsuki, H. Yuki, M. Muto, J. Kasagi, and K. Ohno, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 112501 (2004).
- [2] K. T. Bainbridge, *Chem. Eng. News*, **30**, 654 (1952).
- [3] D. H. Byers and R. Stump, *Phys. Rev.*, **112**, 77 (1958).
- [4] I.-T. Cheon, *Phys. Rev.*, **A7**, 2785 (1988).
- [5] I.-T. Cheon, *Laser Physics*, **4**, 579 (1994).
- [6] I.-T. Cheon, *Hyperfine Interactions*, **78**, 231 (1993).
- [7] I.-T. Cheon, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **63**, 47 (1994).
- [8] I.-T. Cheon, *Z. Phys.*, **D39**, 3 (1997).
- [9] I.-T. Cheon, *Phys. Soc. Jpn.*, **44**, 5 (1999).
- [10] I.-T. Cheon, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **70**, 3193 (2001).
- [11] I.-T. Cheon and M. T. Jeong, *J. Korean Phys. Soc.*, **43**, S87 (2003).
- [12] M. T. Jeong, *Hyperfine Interactions*, **156/157**, 165 (2004).
- [13] I.-T. Cheon and M. T. Jeong, *J. Korean Phys. Soc.*, **46**, 397 (2005).
- [14] I.-T. Cheon, *Europhys. Lett.*, **69**, 900 (2005).
- [15] E. U. Condon and H. Odishaw, *Handbook of Physics*, 2nd Ed., McGraw-Hill, pp. 9-190 (1967).
- [16] Janos Kirz, X-ray data booklet, Lawrence Berkley National Laboratory, Sec. 3, 1 (2000).
- [17] J. W. Strutt, XCOM Photon Cross Section Database, <http://www.cxro.lbl.gov>.
- [18] Y. V. Sergeenkov and V. M. Sigalov, *Nucl. Data Sheets for A=133*, **49**, 639 (1986).
- [19] H. Muramatsu et al., *Phys. Rev.*, **B58**, 1313 (1998).
- [20] K. Sidappa, N. Govinda Nayak, K. M. Balakrishna, N. Lingappa, and Shivaramu, *Phys. Rev.*, **A39**, 5106 (1989).
- [21] I. S. Elyaseery, A. Shukri, C. S. Chong, A. A. Tajuddin, and D. A. Bradley, *Phys. Rev.*, **57**, 3469 (1998).
- [22] V. I. Vzsotskii, *Phys. Rev.*, **C58**, 337 (1998).
- [23] J. Huennekens, H. P. Park, T. Colbert, and S. C. McClain, *Phys. Rev.*, **A35**, 2892 (1987).

Effects on the Gamma Rays Scattered Backward by the Gold Cylinder on the Nuclear Energy Level

M. T. Jeong* and N. G. Choi

Department of Radiological Science, Dongshin University, Naju 520-714, Korea

M. K. Cheoun

Department of Physics, Soongsil University, Seoul 156-743, Korea

(Received 17 January 2007, in final form 20 February 2007)

When the gamma-ray source, ^{133}Cs , embedded in a solid is placed at the center of a gold cylinder, the width of 81 keV level is shown to become narrower. This result implies a prolongation of the lifetime of that energy level. With a 0.5-mm-thick, 5-cm-long, 2-mm-diameter platinum cylinder, we obtain a width narrower by 6.1 % at 4.2 K.

Keywords : nuclear lifetime, gamma emission, energy level width