

## 광자쌍을 이용한 광검출기의 양자효율 절대측정\*

안경진 · 김희상 · 홍정기

포항공과대학 물리학과

하 양 · 박정권 · 신종태 · 김태수

울산대학교 물리학과

(1993년 11월 12일 받음)

자발적매개하향변환과정에서 발생하는 광자쌍을 동시계수하여 광전자증배관의 양자효율을 측정하였다. 표준광원이나 표준복사계를 필요로하지 않는 이 방법으로 560 nm에서 850 nm까지의 파장영역에 대하여 3%의 오차로 양자효율을 측정하였으며, 633 nm에서의 측정치는 교정된 레이저출력계와의 비교에 의하여 얻어진 값과 측정오차 내에서 일치하였다.

### I. 서 론

광자계수법(photon counting method)은 입사하는 광자의 수에 비례하여 발생하는 광검출기의 출력 펄스를 일정시간 동안 계수함으로써 광의 세기나 광원의 특성을 조사하는 방법이다.<sup>[1,2]</sup> 광자계수법에 사용되는 광검출기는 광자계수용 광전자증배관(photomultiplier tube, PMT)과 avalanche photodiode(APD) 등이 있다. 이러한 광검출기들은 광전효과에 의하여 발생하는 전자나 구멍(hole)을  $10^5$ 배 이상 증폭시켜서 개별적으로 계수가 가능한 크기의 전류펄스를 출력시키며, 감도가 매우 높기 때문에 보통  $10^{-12}$  W 이하의 미약한 광에 대하여 사용된다.<sup>[3,4]</sup>

광자계수법을 사용하는 데에 있어서 가장 중요한 광검출기의 특성은 양자효율(quantum efficiency)이다. 양자효율은 하나의 광자가 입사할 때에 출력펄스가 발생할 확률로 정의되는데, 많은 광자가 입사할 경우에는 일정시간 동안에 계수된 출력펄스의 수와 그 동안에 입사한 광자수와의 비와 같다. 광검출기의 양자효율은 보통 표준광원 또는 표준복사계를 이용하여 세기를 아는 광을 입사시켜서 측정한다. 그러나 최근들어 이러한 표준이 없이도 자발적매개하향변환에 의하여 발생하는 광자쌍을

이용하여 양자효율을 측정하는 방법이 시도되고 있다.<sup>[5-7]</sup>

자발적매개하향변환(spontaneous parametric down-conversion)은 비선형결정에 입사하는 광자들 중의 일부가 밀접한 상관관계를 갖는 두 개의 광자로 갈라지는 현상이다.<sup>[8-13]</sup> 각 광자의 파장, 진행방향, 발생시간 등은 넓은 범위에 걸친 부정확한 것이지만, 한 광자에 대한 정보를 알면 이 상관관계에 의하여 다른 광자의 대응되는 정보를 알 수 있다. 따라서 일정한 파장의 광자 하나가 광검출기에 의하여 검출되면 적당한 위치에 놓인 다른 광검출기에 대응되는 파장의 광자 하나가 입사한다는 것을 알 수 있고, 이 때에 이 광검출기에서 펄스가 나오는지 여부를 조사하여 양자효율을 측정할 수 있다.

본 실험에서는 lithium-iodate(LiIO<sub>3</sub>)결정에 argon ion 레이저광선(파장 351 nm)을 입사시키거나, beta-barium-borate( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 또는 BBO)결정에 He-Cd 레이저광선(파장 325 nm)을 입사시켜서 발생된 광자쌍들을 이용하여 두 종류의 광전자증배관의 양자효율을 560 nm에서 850 nm의 파장영역에 걸쳐서 측정하였다. 또한 이 결과를 교정된 레이저출력계를 이용하여 측정한 결과와 비교하고 이 방법의 장점을 확인하였다.

### II. 자발적매개하향변환과 동시광자계수법

매개하향변환은 비선형매질 내에서 흔히 위상조화(phase-matching)조건이라고 불리는 다음의 두 관계식이

\* 이 논문은 1992년도 교육부지원 한국학술진흥재단의 지방대학육성과제 학술연구조성비에 의하여 연구되었음.

성립될 경우에 효율적으로 일어난다.<sup>[8,9]</sup> 즉, 입사하는 펌프광, 발생하는 신호광과 idler광의 파장  $\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i$ 가

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (1)$$

를 만족하고, 파수벡터(wave vector)  $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$ 가

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (2)$$

를 만족하는 조건들인데 각각 에너지보존법칙과 운동량 보존법칙을 의미한다. 식 (2)는 각 광에 대한 비선형 매질의 굴절률  $n_p, n_s, n_i$ 들이

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} \cos\theta_s + \frac{n_i}{\lambda_i} \cos\theta_i \quad (3)$$

$$\frac{n_s}{\lambda_s} \sin\theta_s = \frac{n_i}{\lambda_i} \sin\theta_i \quad (4)$$

를 만족하여야 함을 뜻한다. 여기서  $\theta_s$ 와  $\theta_i$ 는 신호광과 idler광이 펌프광과 이루는 각도이다.

식 (3, 4)는 단축결정(uniaxial crystal)의 분산(dispersion)과 복굴절성을 이용하여 만족시킬 수 있다. 파장이  $\lambda$ 이며 편광방향이 광축에 수직한 정상광선(ordinary wave)의 굴절률을  $n_o(\lambda)$ 라 하고 편광방향이 광축에 완전히 평행한 이상광선(extraordinary wave)의 굴절률을  $n_e(\lambda)$ 라 하면, 그 외의 편광방향을 갖는 이상광선의 굴절률은  $n_o(\lambda)$ 와  $n_e(\lambda)$ 의 사이의 값을 갖게 된다. 결정의 광축과  $\phi$ 의 각도를 이루며 진행하는 이상광선에 대한 굴절률  $n_e(\lambda, \phi)$ 는

$$n_e(\lambda, \phi) = \frac{n_e(\lambda)n_o(\lambda)}{[n_o^2(\lambda) \sin^2\phi + n_e^2(\lambda)\cos^2\phi]^{1/2}} \quad (5)$$

이 된다.<sup>[14]</sup> 제 1 형의 위상조화법(type I phase-matching method)<sup>[15]</sup>은 이상광선인 펌프광을 입사시켜서 정상광선의 신호광과 idler광을 얻는 방법으로써,  $\phi$ 를 조절하여

$$\begin{aligned} & \frac{n_e(\lambda_p)n_o(\lambda_p)}{[n_o^2(\lambda_p) \sin^2\phi + n_e^2(\lambda_p)\cos^2\phi]^{1/2}} \\ &= \frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s} \cos\theta_s + \frac{n_o(\lambda_i)}{\lambda_i} \cos\theta_i \end{aligned} \quad (6)$$

을 만족시키도록 하는 방법이다. (6)식은 주어진  $\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i$ 에 대하여 어느 정도 범위의  $\phi$ 에 대하여 만족되므로 신호광이 진행되는 방향을  $\phi$ 를 조절하여 바꿀 수 있다.

또한 (4, 6)식은 펌프광의 진행방향을 축으로 하는, 꼭지가  $\theta_s$ 인 원추상의 신호광과 꼭지가  $\theta_i$ 인 원추상의 idler광에 대하여 성립하므로 하향변환된 빛은 원추형으로 발생된다. 그러나 하나의 펌프광자로부터 갈라져서 나오는 신호광자와 idler광자는 축을 포함하는 동일평면을 진행한다.

본 실험에서 사용된 LiIO<sub>3</sub>결정의 정상굴절률과 이상굴절률은 파장  $\lambda$ 의 값을  $\mu\text{m}$  단위로 대입할 때에 각각

$$n_o^2(\lambda) = 3.4095 + \frac{0.047664}{(\lambda^2 - 0.033991)} \quad (7)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.9136 + \frac{0.034514}{(\lambda^2 - 0.031034)} \quad (8)$$

로 주어지며,<sup>[16]</sup> BBO결정의 정상굴절률과 이상굴절률은 각각

$$n_o^2(\lambda) = 2.7359 + \frac{0.01878}{(\lambda^2 - 0.01822)} - 0.01354\lambda^2 \quad (9)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.3753 + \frac{0.01224}{(\lambda^2 - 0.01667)} - 0.01516\lambda^2 \quad (10)$$

로 주어진다.<sup>[17]</sup>

식 (4, 6)이 만족될 때에 펌프광자들의 일부는 신호광자와 idler광자의 쌍으로 갈라지는데, 이 광자쌍은 항상 동시에 발생되므로 동시광자계수법(coincidence photon counting method)에 의하여 광검출기의 양자효율을 측정할 수 있다.

간섭필터나 monochromator 등에 의하여 파장이 선택된 신호광자가 하나의 검출기 D1에 의하여 검출되면, 이것은 적당한 위치에 놓인 다른 검출기 D2에 식 (1)을 만족하는 파장의 idler광자 하나가 입사한다는 것을 의미하며 D2에 의하여 이 광자가 검출될 확률은 이 파장에 대한 D2의 양자효율  $\eta_2(\lambda)$ 와 같다. 이상적인 경우에 있어서 시간  $T$  동안에 D1에 평균적으로  $\bar{N}_1$ 개의 광자가 검출되었다면 이 시간 동안에 D1과 D2에 동시에 광자가 검출되는 계수  $\bar{N}$ 는 평균적으로

$$\bar{N} = \eta_2(\lambda)\bar{N}_1 \quad (11)$$

이 되며, 양자효율  $\eta_2(\lambda)$ 는

$$\eta_2(\lambda) = \frac{\bar{N}}{\bar{N}_1} \quad (12)$$

에 의하여 구해진다.

실제에 있어서 D1에는 신호광자들 뿐만이 아니라 원치 않는 잡음신호도 계수된다. 이 잡음에는 광검출기의 어둡계수와 레이저 방전관으로부터의 형광 등, 배경에 의한 계수가 있다. D2에는 신호광자와 쌍을 이루는 idler광자가 도중에 손실됨이 없이 입사할 수 있도록 충분한 각도내의 idler광자들을 monochromator 등을 투과시키지 않고 입사시키므로 D1에 검출되는 신호광자와 쌍을 이루지 않는 idler광자도 검출된다. 이 것들은 어둡계수, 배경계수 등과 더불어 잡음계수로 작용한다. D1과 D2의 잡음이 우연의 일치에 의하여 동시에 계수될 때에 동시계수의 잡음이 된다.

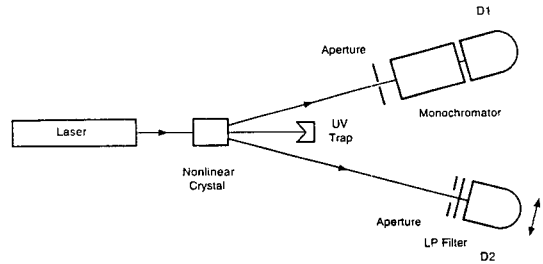


그림 1. 실험장치의 개략도.

D1의 단위시간당 신호광자 계수율을  $R_1$ , 잡음계수율을  $r_1$ 이라 하고, D2에 검출되는 총계수율을  $R_2$ 라 하면 실제로 시간  $T$  동안에 측정되는 동시계수  $\bar{N}'_c$ 는 식 (11) 과는 달리

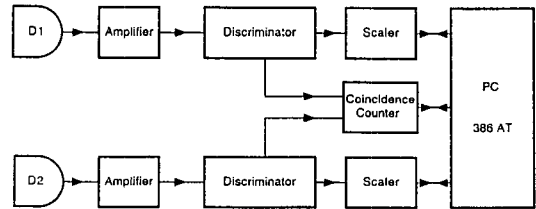


그림 2. 동시광자계수장치.

$$\bar{N}'_c = T\eta_2 R_1 + T\{(1-\eta_2)R_1 + r_1\}R_2 - \eta_2 R_1 \tau \quad (13)$$

이 된다. 여기서  $\tau$ 는 동시계수분해능 시간이며, 식 (13)의 둘째 항은 이 동시분해능 이내에 D1과 D2의 잡음이 우연히 일치한 잡음동시계수이다. 실제에 있어서  $R_2$ 는  $r_1$ 이나  $\eta_2 R_1$ 보다 훨씬 크며, 이 경우 양자효율  $\eta_2$ 는

$$\eta_2 = \frac{[\bar{N}'_c/T - (R_1 + r_1)R_2 \tau]}{R_1(1 - R_2 \tau)} \quad (14)$$

로부터 구해진다.

### III. 실험

본 실험에서는 기본적으로 그림 1과 같은 광자동시계수장치가 사용되었다. Argon ion 레이저(Coherent Model INNOVA 305)를 351 nm에서 동작시켜서 나온 자외선을 10 mm×10 mm×20 mm 크기의 LiIO<sub>3</sub>결정(Cleveland)에 입사시켜서 하향변환된 광자쌍들을 얻었으며, 신호광은 직경이 1 mm인 개구(aperture)와 2 nm의 분해능을 갖는 monochromator를 투과시킨 후 광전자증배관 D1에 입사시키고 idler광은 신호광자와 쌍을 이루지 않는 idler광자들을 어느 정도 제한하기 위한 개구를 통하여 광전자증배관 D2에 입사시켰다. 이 개구의 직경은 D1에 입사하는 신호광자와 쌍을 이루는 idler광자가 차단되지 않도록 4 mm로 하였으며 마찬가지로 D2의 앞에는 monochromator를 설치하지 않았다. 그러나 레이저광선이 산란되어 D2에 입사하는 것을 막고 또한 광전자증배관이 포화되는 것을 막기 위하여 장파장

투과필터를 D2 앞에 놓았는데, 이 장파장 투과필터에 의한 idler 광자의 손실은 각 파장에서의 투과도를 측정하여 보정하였다. 사용된 광전자증배관은 Hamamatsu Model R943-02로써 GaAs(Cs)로 된 10 mm×10 mm 크기의 photocathode를 갖고 있으며 어둡계수를 줄이기 위하여 열교환냉각장치로 온도를 -25℃에 유지시켰다.

두 광전자증배관으로부터 나오는 출력펄스는 그림 2와 같이 증폭기(Phillips Scientific Model 771)로 10배 증폭한 후에 문턱전압이 -40 mV로 조정된 선별기(discriminator, Phillips Scientific Model 704)를 거쳐서 시간 폭이 50 ns인 NIM 표준 구형펄스로 변환하였다. 변환된 펄스들은 컴퓨터(Samsung 386dx)에 의하여 제어되는 gate 발생기(Phillips Scientific Model 7194)와 계수기(LeCroy Model 2551)로 계수하였으며, 동시계수기(LeCroy Model 622)를 이용하여 두 광전자증배관에서 동시에 발생하는 펄스쌍도 계수하였다.

두 광전자증배관에는 고전압을 걸어주어야 하는데, 이 전압이 너무 크면 이중펄스가 발생되어 오차의 원인이 되므로 이중펄스가 발생되지 않도록 하였다. 이중펄스가 발생할 경우 광자계수분포는 Poisson 분포에 의한 분산보다 더 큰 분산을 보이므로 분산이 적절하지를 확인하여 이중펄스가 발생되지 않는다는 근거로 삼았다. 실험에서는 양자효율을 높이기 위하여 가능한 한도의 높은 전압인 -1950 V와 -2050 V를 각각 걸어주었다.

동시계수분해시간  $\tau$ 는 두 광전자증배관에 상관관계가

없는 백색광을 입사시킬 때에 각각의 단위시간당 광자 계수율이  $R_1$ 와  $R_2$ 이면, 우연의 일치에 의하여 발생하는 동시계수율  $R_c$ 는  $R_c = R_1 R_2 \tau$ 임을 이용하여 실험적으로 측정하였으며, 그 값은 94.6 ns이었다.

식 (14)의  $\bar{N}_c'$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ 는  $\text{LiIO}_3$  결정의 각도를 조절하여  $R_1$ 이 최대가 되도록 한 후에, D2의 위치를 변화시켜서  $\bar{N}_c'$ 가 최대가 되었을 때에 측정하였다. 파장에 따라서 5 내지 25 mW의 레이저 광선을 입사시키고, 400에서 1000초에 걸쳐서 계수하였다. D1의 잡음계수  $r_1$ 은 결정의 각도를 충분히 변화시켜서 측정파장에 대한 위상조화조건이 만족되지 않도록 하여 형광과 산란광만 입사하게 하고 측정하였다.

본 실험에서는 지금까지 기술된 것과 유사한 동시광자 계수장치를 이용하여 다른 종류의 광전자증배관(Hamamatsu Model R636)의 양자효율도 측정하였다. 이 경우에는 파장이 325 nm인 8 mW의 He-Cd 레이저의 광선을 크기가 5 mm×5 mm×7 mm인 BBO결정(CASTECH)에 입사시켜서 하향변환된 광자쌍들을 얻었으며, monochromator 대신에 투과 파장이 다른 몇 개의 간섭필터를 번갈아가며 사용하였다.

#### IV. 결과 및 논의

그림 3은 파장에 따라서 측정된  $R_1$ ,  $r_1$ ,  $R_2$ ,  $\bar{N}_c'$ 로부터 식 (14)를 이용하여 계산한 값에 장파장 투과필터의 투과도를 보정한 두개의 R943-02와 하나의 R636 광전자증배관의 양자효율이다. 이 양자효율에는 광전자증배관과 냉각장치 유리창에서의 반사에 의한 손실효과도 포함되어 있다. 이 손실을 보정하지 않은 것은 이 광전자증배관들이 항상 이러한 조건하에서 사용되기 때문이다. 그러나 idler광자가 비선형결정에서 공기중으로 나올때에 반사되는 반사율은 외부에서 He-Ne 레이저광선을 입사시켜서 이 면에서의 반사율을 측정하여 보정하여 주었다. 이 반사율은  $\text{LiIO}_3$ 결정의 경우 (5.0±0.1)%, BBO결정의 경우 (6.2±0.1)%였다. 이 결과는 BBO결정의 경우 굴절률로부터 계산한 값과 일치하나,  $\text{LiIO}_3$ 결정의 경우에는 index matching 용액이 들어있는 cell 안에 들어 있어 이론적인 계산이 불가능하였다. 파장에 따른 반사율의 변화는 식 (7), (8)을 이용한 굴절률들로부터 유추하였다.

그림 3은 광전자증배관들의 양자효율이 3% 이내의 오차로 측정된 결과를 보여준다. 식 (14)로부터 양자효율의 측정오차는 광자계수율들의 측정오차에 의하여 결정되는 것을 알 수 있는데, 이 오차들은 측정시간을 길

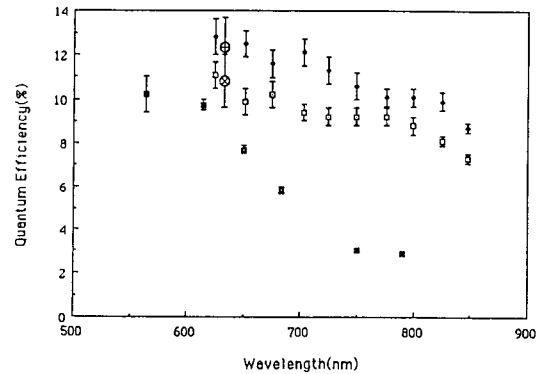


그림 3. 파장에 따른 광전자증배관의 양자효율. ◆; R 943-02 S/N EA6290 (⊕; 레이저 출력계와 비교측정한 값), ⊖; R943-02 S/N EA6207 (⊗; 레이저 출력계와 비교측정한 값), □; R636.

게하면 줄일 수 있는 것들이다. 따라서 양자효율도 측정시간을 길게하여 더욱 정밀하게 측정할 수 있다. 그림 3에서, 양자효율이 더 작은 긴 파장 영역에서 오차가 더 작은 것은 일정한 수의 동시계수율 얻기 위하여 측정시간을 더 길게 하였기 때문이다.

그림 3에서 ⊕, ⊗로 표시된 값들은 He-Ne레이저를 이용하여 측정된 값이다. 633 nm에서 2 mW범위의 출력에 대하여 2%의 정밀도로 교정된 레이저출력계(Laser Precision Model Rm-6600 meter와 RK-570C probe)로 측정된 레이저 광선을 neutral density filter로 감쇄시킨 후에 광전자증배관에 입사시켜서 입사한 광자의 수와 측정된 광자계수를 비교하여 양자효율을 계산하였다. ND 필터의 감쇄율이 매우 크기 때문에 감쇄율 측정시 출력계의 range 오차가 작용하여 전체적인 측정오차가 6%로 커졌다. 두 광전자증배관에 대하여 (12.3±0.7)%의 값을 얻었는데, 이 값들은 광자쌍을 이용하여 얻은 결과를 633 nm에 대하여 interpolation하여 얻은 값 (12.7±0.4)%, (11.1±0.3)%와 오차범위 내에서 잘 일치한다.

#### V. 결 론

본 실험에서는 자발적매개하향변환과정에서 발생하는 광자쌍을 동시광자계수하여 두 종류의 광전자증배관의 양자효율을 측정하였다. 비선형결정의 광축과 펌프빔이 이루는 각도를 바꾸어 광자쌍들의 파장을 변화시킬 수 있었고, 그 결과 560 nm에서 850 nm에 걸친 넓은 영역에서 양자효율을 측정할 수 있었다. 이 방법에 의한 양자효율의 측정오차는 측정값의 3% 정도였으며, 대부분이

광자수의 무질서도에 의한 통계오차로써 측정시간을 더 길게하면 줄일 수 있는 것이었다.

광자쌍을 이용한 결과를 통상적인 측정법에 의한 결과와 비교하기 위하여 He-Ne 레이저의 출력을 교정된 레이저출력계로 측정한 후에 일정한 비율로 감쇄시켜서 광전자증배관에 입사시키고 양자효율을 측정하였다. 출력계가 교정된 범위와 입사광의 세기가  $10^{10}$  정도 차이가 나서 측정오차가 출력교정오차와 더해져 6%가 되었다. 두 방법에 의한 결과는 오차범위 내에서 잘 일치하였다.

이상과 같이 광자쌍을 이용하면 매우 낮은 광의 세기에서 작동하는 광검출기의 양자효율을 기존의 방법보다 더 높은 정밀도로 측정할 수 있다는 것을 본실험에서 보았다. 이 방법은 이러한 장점 외에도 표준광원이나 표준복사계와 같은 표준을 필요로 하지 않는 절대측정법이라는 장점이 있어 앞으로 광검출기의 양자효율 측정에 크게 활용되리라 생각된다.

### 감사의 글

본 연구에 사용된 레이저출력계를 교정하여 주신 한국표준과학연구원원의 정영봉 박사께 감사드립니다.

### 참 고 문 헌

[1] B. Saleh, *Photoelectron Statistics* (Springer-Verlag, Berlin, 1978).  
 [2] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals*

*of Photonics* (John Wiley & Sons, New York, 1991).  
 [3] R. J. Keyes ed., *Optical and Infrared Detectors* (Springer-Verlag, Berlin, 1980).  
 [4] L. Levi, *Applied Optics* (John Wiley & Sons, New York, 1980).  
 [5] D. N. Klyshko, *Sov. J. Quantum Electron.* **10**, 1112 (1980).  
 [6] J. G. Rarity, K. D. Ridley and P. R. Tapster, *Appl. Opt.* **26**, 4616, (1987).  
 [7] A. N. Penin and A. V. Sergienko, *Appl. Opt.* **30**, 3582, (1991).  
 [8] D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics* (Gordon and Breach, New York, 1988).  
 [9] F. Zernike and J. E. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons, New York, 1973).  
 [10] G. T. Giallorenzi and C. L. Tang, *Phys. Rev.* **166**, 225 (1968).  
 [11] B. R. Mollow, *Phys. Rev. A* **8**, 2684 (1973).  
 [12] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 84 (1970).  
 [13] C. K. Hong and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 58 (1986).  
 [14] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon, Oxford, 1980).  
 [15] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff and C. M. Savage, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 21 (1962).  
 [16] K. Takizawa, M. Okada and S. Ieiri, *Opt. Commun.* **23**, 279 (1977).  
 [17] Fujian Castech Crystals, Inc., "BBO" Brochure.

## Absolute Measurement of the Quantum Efficiency of Photodetectors Using Correlated Photon Pairs

Kyung Jin Ahn, Hee Sang Kim and Chung Ki Hong

*Department of Physics, Pohang Institute of Science and Technology, Pohang 790-784, Korea*

Yang Ha, Chung Kweun Park, Jongtae Shin and Taesoo Kim

*Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Korea*

(Received: November 12, 1993)

The quantum efficiencies of photomultiplier tubes were measured by counting the coincidence photon pairs generated in the process of spontaneous parametric down-conversion. They were measured within 3% accuracy over the range of wavelength from 560 to 850 nm without any standard light source or detector. The values for 633 nm correspond to those obtained with a calibrated laser power meter within the measurement error.