

## 혼합물반도체에서 단위격자 크기 설정에 따른 비극성 Optical 포논산란에 대한 연구

천대명<sup>1</sup>, 김태현<sup>1</sup>, 전상국<sup>1,a</sup>

<sup>1</sup> 인하대학교 전자공학부

### Study of the Non-polar Optical Phonon Scattering According to the Size of Unit Cell in an Alloy Semiconductor

Daemyung Chun<sup>1</sup>, Tae Hyun Kim<sup>1</sup>, and Sang Kook Chun<sup>1,a</sup>

<sup>1</sup> School of Electronic Engineering, Inha University, Incheon 402-751, Korea

(Received July 29, 2011; Revised September 21, 2011; Accepted September 22, 2011)

**Abstract:** A linear spring model, where the interactions among atoms are assumed to be isotropic and elastic, is employed for the study of non-polar optical phonon scattering in the valence band of alloy semiconductors. The force equations of  $n$  atoms are used in the spring model for the consideration of the random distribution of constituent atoms in an alloy semiconductor. When the number of atoms in a unit cell is assumed to be two based on the experimental result, the optical deformation potent is valid for compound semiconductors as well as alloy semiconductors.

**Keywords:** Alloy semiconductor, Phonon scattering, Random distribution, Unit cell

#### 1. 서 론

기존의 반도체와 다른 물리적 특성을 가질 수 있는 혼합물반도체는 새로운 소자개발에 이용할 수 있다는 점에서 매우 흥미를 끈다. 밴드 공학 (band engineering)을 통해 원하는 파장의 광소자를 제작할 수 있고 다양한 응력변형을 통해 특정 방향으로의 이동도를 증가시켜 전자소자의 특성을 향상시킬 수 있다. 혼합물반도체를 이용한 소자를 제작하기 위해서는 산란현상에 대한 이해가 선결되어야 한다. 기존에 알려진 산란 현상에 혼합비율에 따라 선형내삽법 (linear interpolation)으로 구해진 입력상수를 적용하여 혼합물반도체의 산란 현상을 이해할 수 있다.

다만 NOP (non-polar optical phonon)에 의한 산란

처럼 원자들의 혼합비율 및 혼합형태에 의존하는 현상은 추가로 고려하여야 한다 [1,2].

단위격자 (unit cell) 내에 있는 원자들의 상대적인 변이 (optical displacement)에 의해 발생하는 NOP 산란은 원자들의 혼합비율과 혼합형태에 의존한다. 혼합비율이 1/2이며 혼합형태가 주기적인 화합물반도체의 경우, Wiley [1]는 NOP 산란을 계량화하는데 필요한 ODP (optical deformation potential) 상수에 원자 질량들의 함수인  $Q$ 를 첨가하였다. Chun과 Wang [2]은 혼합물반도체에서 원자들의 혼합비율까지 고려한  $Q$ 를 제안하였다. Na와 Chun [3]은 앞서 언급된 논문 [1,2]들에서 제안된  $Q$ 를 이론적으로 설명하려고 하였다. 스프링 모델을 이용하여 ODP 상수의 원자질량과 혼합비율에 대한 의존도를 연구하였지만, 단위격자

내의 동일 원자들이 혼합형태에 따라 다른 환경을 가질 수 있다는 사실을 간과하였다. Park와 Chun [4]은 단위격자 내의 동일 원자들도 다른 환경을 가질 수 있다고 보고 단위격자 내의 원자 수를 나열된 원자의 수로 가정하였다. Park와 Chun [4]은 Wiley가 화합물 반도체에 적용한  $Q$ 는 설명하였으나 Chun과 Wang [2]이 혼합물반도체에 적용한  $Q$ 와는 상이한 결과를 보여 주었다.

기존에 알려진 NOP 산란현상을 혼합물반도체에 적용하려면 원자들의 혼합비율 및 혼합형태에 따른 변화를 추가하여야 한다. NOP 산란을 계량화하는데 필요한 ODP 상수에 대한 연구가 중요함에도 지금까지 보고된 이론적인 연구결과는 화합물반도체 및 혼합물반도체에서 제안된  $Q$ 를 모두 설명하지 못하였다. 따라서 이 논문에서는 원자들의 혼합비율 및 혼합형태에 의존하는 ODP 상수를 연구하고자 한다.

## 2. 실험 방법

### 2.1 이론

단위격자 내에 있는 원자들의 상대적 변이는 정공과 에너지 및 운동량 교환을 통해 정공의 이동도를 감소시킨다. 이와 같이 이동도를 감소시키는 현상은 원자들의 변이 형태에 따라 AP (acoustic phonon)과 NOP (non-polar optical phonon)에 의한 산란으로 구별한다. 기존에 이론적으로 잘 알려진 AP 산란은 선형내삽법으로 구한 입력변수들을 이용하여 혼합물반도체의 경우에도 적용할 수 있는 반면, NOP 산란은 원자들의 혼합비율 및 혼합형태를 고려하여야 혼합물반도체에 적용할 수 있다 [3,4].

Si 또는 Ge 경우, 변형포텐셜과 원자의 상대적 변이를 이용하여 전이율 (transition rate)이나 완화시간 (relaxation time)을 계산함으로써 NOP 산란을 이해할 수 있다. 혼합물반도체의 경우, 원자의 상대적 변이가 단위격자 내 원자들의 무게뿐만 아니라 혼합비율 및 혼합형태에 영향을 받는다는 사실을 고려한 해밀토니안은 아래와 같이 쓸 수 있다 [4].

$$H_{cp} = \left( \frac{\bar{M}}{M_{tot}} \right)^{1/2} \left( Q_{NOP} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{d_o}{a_o} \right) \cdot \vec{u} \quad (1)$$

$d_o$ 는 가전자대에서의 변형포텐셜이며 [5],  $a_o$ 는 격자상수이며,  $\vec{u}$ 는 단위격자 안에 있는 두 원자의 상대적 변이이다.  $\bar{M}$ 와  $M_{tot}$ 는 단위격자 안에 있는 두 원자의 reduced mass와 총 mass로써, 원자의 상대적 변이와 원자변이의 관계를 고려하기 위해 첨가되었다 [6]. 원자들의 혼합비율과 혼합형태를 대변하는 함수인  $Q_{NOP}$ 는 NOP 각주파수( $\omega_{NOP}$ )와 AP 각주파수( $\omega_{AP}$ )의 비에 비례하는 함수이다 [6].

$\omega_{AP}$ 와  $\omega_{NOP}$ 는 원자 간의 상호작용을 탄성운동으로 가정한 선형스프링 모델을 이용하여 얻을 수 있다 [7]. 다이아몬드 구조나 zinc-blende 구조를 갖는 반도체의  $\Gamma$ 지점에서는 longitudinal 모드와 transverse 모드는 차이가 없으므로 대부분의 포논 산란이 발생하는  $\Gamma$ 지점 근처에선 단일주파수 가정법(single-frequency approximation)이 유효하다 [6]. 따라서  $\omega_{AP}$ 와  $\omega_{NOP}$ 를 구하려고 선형스프링 모델을 이용할 때 원자의 1차원 배열만 고려해도 무방하다.

1차원 원자배열을 고려한 선형스프링 모델에서 단위격자 내  $p$ 번째 원자의 진동함수는 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$u_p = A_p e^{j(\omega t - q r_p)} \quad (2)$$

$A_p$ 와  $r_p$ 는  $p$ 번째 원자의 진동크기와 위치이며,  $q$ 는 파동함수이다.  $p$ 번째 원자와 가장 가까운 원자 간의 상호작용만 고려한 힘의 방정식은 아래와 같다.

$$M_p \frac{d^2 u_p}{dt^2} = \beta_{p-1} (u_{p-1} - u_p) + \beta_p (u_{p+1} - u_p) \quad (3)$$

$M_p$ 는 원자의 무게이고  $\beta_p$ 는 스프링 상수로써 원자 간의 거리에 주로 의존한다.

원자배열이 규칙적으로 반복되는 단위 내의 원자 수만큼 식 (3)의 운동방정식이 필요하다. Si이나 Ge은 2개의 fcc 구조가 겹쳐있는 다이아몬드 구조를 가지므로 원자배열이 반복되는 단위는 단위격자와 동일하며 필요한 운동방정식의 수는 2가 된다. GaAs 화합물 반도체는 Ga 원자만으로 구성된 fcc 구조와 As 원자만으로 구성된 fcc 구조가 겹쳐있는 zinc-blende 구조를 갖는다. 이 경우 또한 반복되는 단위는 Ga와 As가 1개씩 포함된 단위격자이다. 반면, SiGe와 같은 혼합물반도체 내의 원자들은 불규칙적으로 배열되

어 있어 동일한  $S_i$  원자들도 더 이상 동일한 환경을 갖지 않는다. 즉, 혼합물반도체에서 원자들의 불규칙한 배열을 고려하려면 나열되어 있는 원자 수만큼의 방정식이 필요하다.

나열된 원자의 수인  $n$ 개의 운동방정식을 행렬방정식으로 변환하여 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{bmatrix} y_1 & \beta_1 e^{-jqb_1} & 0 & 0 & \dots & 0 & \beta_n e^{jqb_n} \\ \beta_1 e^{jqb_1} & y_2 & \beta_2 e^{-jqb_2} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & \beta_2 e^{jqb_2} & y_3 & \beta_3 e^{-jqb_3} & \dots & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & & & & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & & & & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & \dots & \dots & \beta_{n-2} e^{jqb_{n-2}} & y_{n-1} & \beta_{n-1} e^{-jqb_{n-1}} \\ \beta_n e^{-jqb_n} & 0 & \dots & \dots & 0 & \beta_{n-1} e^{jqb_{n-1}} & y_n \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ \cdot \\ \cdot \\ A_{n-1} \\ A_n \end{bmatrix} = 0 \quad (4)$$

$y_p$ 는  $M_p \omega^2 - 2(\beta_{p-1} + \beta_p)$  이다. 원자 간의 거리에 주로 의존하는 스프링 상수  $\beta_i$ 는 원자 질량과 상관없다고 가정하였다. 다이아몬드 또는 zinc-blende 구조의 반도체에서 원자 간의 거리  $b_i$ 는 짧은 거리 ( $a$ )와 긴 거리( $b$ )가 반복된다. 이 같은 상황을 고려하기 위하여 식 (4)에서  $n$ 은 짝수 값으로 선택하였다. 식 (4)가 해를 갖기 위해서는  $n \times n$  행렬의 행렬식이 '0'이어야 하며, 행렬식을 내림차수 별로 정리하면 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$C_n (\omega^2)^n + C_{n-1} (\omega^2)^{n-1} + C_{n-2} (\omega^2)^{n-2} + \dots + C_1 (\omega^2)^1 + C_0 = 0 \quad (5)$$

식 (5)의 계수들 중에서  $\omega_{AP}$ 와  $\omega_{NOP}$ 를 계산하기 위하여 필요한 계수들은 다음과 같다.

$$C_0 = 2 \left( \prod_{p=1}^n \beta_p \right) \left\{ 1 - \cos \frac{nq(a+b)}{2} \right\} \quad (6a)$$

$$C_1 = -n^2 \left( \prod_{p=1}^n \beta_p \right) \left( \frac{1}{n} \sum_{p=1}^n \beta_p^{-1} \right) \left( \frac{1}{n} \sum_{p=1}^n M_p \right) \quad (6b)$$

$$C_n = \prod_{p=1}^n M_p \quad (6c)$$

1) 단위격자 내의 원자 수를 나열된 원자 수로 볼 경우 [4], 혼합물반도체를 구성하고 있는 두 종류 이상의 원자들은 불규칙적으로 배열되어 있어 동일 원자라도 다른 환경을 갖게 된다. 이 경우, 반복되는 단위를 설정할 수 없게 되며, 단위격자 내의 원자 수는 나열된 원자 수라고 볼 수밖에 없다. 이 때 단위격자는 반복되지는 않는다는 사실을 주지할 필요가 있다.

단위격자 내에  $n$ 개의 원자가 있는 경우, 식 (5)의 해는 1개의 AP 모드와  $n-1$ 개의 NOP 모드로 구성된다. 대부분의 산란이 발생하는 장파장 영역에서  $\omega_{AP}$ 가  $\omega_{NOP}$ 에 비하여 매우 작다는 사실을 감안하면, 식 (5)의 왼쪽 항에서  $\omega^2 = 0$  지점의 기울기는 수직 절편인  $C_0$ 와 가장 작은 수평 절편인  $\omega_{AP}^2$ 를 지나는 직선의 기울기인  $-C_0/\omega_{AP}^2$ 에 근접하다고 볼 수 있다. 따라서 가장 작은 해인  $\omega_{AP}^2$ 는 아래와 같다.

$$\omega_{AP}^2 \cong -\frac{C_0}{C_1} \quad (7)$$

한편,  $\omega_{NOP}^2$  값들이 장파장 영역에서 대부분 같다고 가정하여 식 (5)은 아래와 같이 표현하면

$$C_n (\omega^2 - \omega_{AP}^2) (\omega^2 - \omega_{NOP}^2)^{n-1} \cong 0 \quad (8)$$

이 되고, 식 (5)과 (8)의 계수들을 비교하여  $\omega_{NOP}^2$ 를 아래와 같이 구할 수 있다.

$$\omega_{NOP}^2 \cong \left( \frac{|C_1|}{C_n} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (9)$$

따라서  $\omega_{NOP}/\omega_{AP}$ 에 비례하는  $Q_{NOP}$ 는 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$Q_{NOP} \sim \frac{\omega_{NOP}}{\omega_{AP}} \cong \left(-\frac{C_1}{C_o}\right)^{1/2} \left(\frac{|C_1|}{C_n}\right)^{1/2(n-1)} \quad (10)$$

원자들의 혼합비율과 혼합형태와 관련이 없는 Si 또는 Ge과 같은 IV족 반도체의 경우라면  $Q_{NOP}$ 는 1이 되어야 한다. 즉,  $n=2$ 이며 단위격자 내의 두 원자 질량이 같을 때  $Q_{NOP}$ 가 1이 되는 조건을 고려하여  $Q_{NOP}$ 를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$Q_{NOP} = \left[ \frac{\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n M_i\right)^{n/(n-1)}}{\left(\prod_{i=1}^n M_i\right)^{1/(n-1)}} \right]^{1/2} \quad (11)$$

*GaAs*와 같은 화합물반도체의 경우,  $n=2$ 가 되며 식 (11)는 아래와 같이 간략화 된다.

$$Q_{NOP} = \frac{M_{Ga} + M_{As}}{2 \sqrt{M_{Ga} M_{As}}} \quad (12)$$

식(12)는 Wiley [1]가 제안한 형태와 일치한다. *SiGe*와 같은 혼합물반도체의 경우, 나열되어 있는 원자의 수인  $n$ 에 비해 1은 무시할 정도로 작으므로 식 (11)는 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$Q_{NOP} = \left[ \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n M_i}{\left(\prod_{i=1}^n M_i\right)^{1/n}} \right]^{1/2} = \left[ \frac{\sum_{j=1}^m x_j M_j}{\prod_{j=1}^m M_j^{x_j}} \right]^{1/2} \quad (13)$$

$m$ 은 혼합물반도체를 구성하고 있는 원자 종류이고,  $x_i$ 와  $M_i$ 는 혼합물반도체를 구성하고 있는 원자의 구성비와 그 질량이다. 식 (11)로 부터 화합물반도체에 적용하는 식 (12)와 혼합물반도체에 적용하는 식 (13)은 다르게 파생되었으며, 식 (13)으로부터 식 (12)을 얻을 수 없다는 사실을 인지할 필요가 있다.

2) 단위격자 내에 원자 수를 2개라고 볼 경우, 앞선 내용에서 혼합물반도체에서 원자들의 불규칙한 배열로 인해 단위격자의 원자 수를 나열된 원자의 수로 가정하였다. 하지만 단위격자는 반복되지는 않으므로 식 (5)의 해가 1개의 AP와  $(n-1)$ 개의 OP 모드라는

추론은 오류일 수 있다. Morgan과 공동저자에 따르면 [8], *SiGe* 혼합물반도체에서는 1개씩의 AP 및 OP 모드만 검출되었다. 60년대 측정 장비의 정확도는 근접한 여러 개의 OP 모드를 측정하기에 충분하지 못할 수도 있다. 그러나 현재까지 알려진 실험 결과를 볼 때, 혼합물반도체에서 단위격자 안에 있는 원자 수는 2개로 보는 것이 타당하다.

불규칙적인 원자 배열을 감안하기 위해서 나열된 원자 수만큼의 운동방정식이 필요하지만 식 (5)에서 얻을 수 있는 해는 AP와 OP 모드 1개씩이다. 따라서 식 (5)는 아래와 같이 변형 된다.

$$C_n (\omega^2 - \omega_{AP}^2)^{n/2} (\omega^2 - \omega_{NOP}^2)^{n/2} \cong 0 \quad (14)$$

식 (5)와 (14)의 계수를 비교하여  $\omega_{AP}^2$ 와  $\omega_{NOP}^2$ 을 아래와 같이 구할 수 있다.

$$\omega_{AP}^2 \cong \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{n} \frac{C_1}{C_o}\right)^{-1} \quad (15a)$$

$$\omega_{NOP}^2 \cong 2 \left(-\frac{1}{n} \frac{C_1}{C_o}\right) \left(\frac{C_o}{C_n}\right)^{2/n} \quad (15b)$$

이 때, 각 주파수의 비( $\omega_{NOP}/\omega_{AP}$ )에 비례하는 함수인  $Q_{NOP}$ 를 아래와 같다.

$$Q_{NOP} \sim \frac{\omega_{NOP}}{\omega_{AP}} \cong \frac{2}{n} \left(-\frac{C_1}{C_o}\right) \left(\frac{C_o}{C_n}\right)^{1/n} \quad (16)$$

앞서 밝혔듯이, 한 가지 원자로 구성되어 있는 Si과 같은 반도체의 경우,  $Q_{NOP}$ 는 1이 되어야 한다. 즉,  $n=2$ 이며 두 원자의 무게가 같을 경우에  $Q_{NOP}$ 가 1이 되는 조건을 만족시키는  $Q_{NOP}$ 는 다음과 같다.

$$Q_{NOP} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{p=1}^n M_p}{\left(\prod_{p=1}^n M_p\right)^{1/n}} = \frac{\sum_i x_i M_i}{\prod_i M_i^{x_i}} \quad (17)$$

식 (17)은 Chun과 Wang[2]이  $Si_{1-x}Ge_x$  혼합물 반도체에서 제안한  $Q$ 와 동일하며, *GaAs* 화합물반

도체의 경우처럼 두 원자의  $x_i$ 가 모두 1/2인 경우엔 Wiley [1]가 제안한  $Q$ 가 된다. 이와 같이, 혼합물반도체에 적용하기 위하여 구한 식 (17)은 화합물반도체에서도 유효하다.

### 3. 결과 및 고찰

그림 1은 혼합물반도체에서 혼합비율에 따른  $Q_{NOP}$ 를 보여준다. 두 종류의 원자로 구성된  $Si_{1-x}Ge_x$ 의 경우 (a)와 세 종류의 원자로 구성된  $Al_{1-x}Ga_xAs$ 의 경우 (b)가 비교되었다. 점선 (dotted line)은 원자들의 혼합비율과 혼합형태를 고려하지 않은 경우의  $Q_{NOP}$ 로써 혼합비율에 상관없이 1이다. 방법 A (dashed line)는 단위격자 안에 원자의 수가 나열된 원자의 수라고 가정하여 얻은 식 (13)을 이용하여 얻은 결과이다. 한편, 방법 B (solid line)는 단위격자 안에 원자의 수를 2개로 보고 얻은 식 (17)을 이용한 결과이다.

그림 1(a)에서 혼합비율에 따른 방법 A와 B의 결과는 크기만 다를 뿐 매우 유사한 변화를 보인다. 이 같은 결과는 방법 A를 얻기 위해 사용한 식 (13)이 방법 B를 얻기 위한 식 (17)의 제곱근 형태인 것을 감안하면 쉽게 이해될 수 있다.  $Si$ 에서  $Q_{NOP}$ 는 1이고, 혼합비율이 증가할수록  $Q_{NOP}$ 도 따라 커지다가  $x=0.42$  지점에서  $Q_{NOP}$ 는 최대값이 된다. 최대값이 중간지점에서 발생하지 않는 이유는  $Si$ 과  $Ge$ 의 원자질량이 상이하기 때문이다. 혼합비율과 혼합형태를 고려하지 않은 경우와 비교해 볼 때, 방법 A의 결과는 6% 크고 방법 B의 결과는 12% 크다. 따라서  $Q_{NOP}$ 를 고려하지 않는다면 NOP 산란을 과소평가하게 되는 셈이다.  $x$ 값이 더 증가할수록  $Q_{NOP}$ 는 오히려 감소하며, 결국  $Ge$ 에서 다시 1이 된다.

그림 1(b)는 세 종류의 원자로 구성된  $Al_{1-x}Ga_xAs$  혼합물반도체에서 혼합비율에 따른  $Q_{NOP}$ 를 보여준다. 그림 1(a)와는 달리, 혼합비율이 증가할수록  $Q_{NOP}$ 는 지속적으로 감소한다.  $AlAs$ 의 경우에 방법 A의 결과는 1.06이고 방법 B의 결과는 1.13이다.  $GaAs$ 의 경우엔 두 방법의 결과는 모두 1에 근접한다. 이와 같은 변화는 두 원자의 질량 차이가 클수록  $Q_{NOP}$ 가 커진다는 사실에 기인한다.

단위격자 안에 원자의 수가 나열된 원자의 수라고

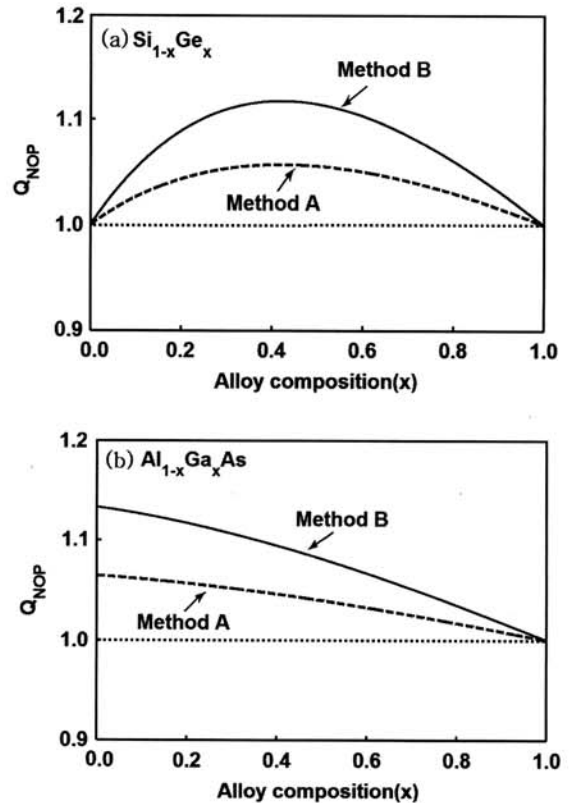


Fig. 1.  $Q_{NOP}$  as a function of composition ratios in (a)  $Si_{1-x}Ge_x$  and (b)  $Al_{1-x}Ga_xAs$  alloy semiconductor.

가정한 방법 A는  $AlAs$ 와  $GaAs$  경우에 Wiley [1]가 제안한 식 (12)의 형태를 사용하지 않는 반면, 원자들의 불규칙적인 분포를 고려하면서도 단위격자 안에 원자의 수를 2개라고 가정한 방법 B는 Wiley [1]의 제안 식을 사용한다. 즉, 방법 B는 전 혼합영역에서 일관성을 보인다. 더구나 방법 B는 혼합물반도체에서 1개씩의 AP 및 OP 모드만 있다는 실험결과를 근거로 한다는 점을 주지할 필요가 있다. 방법 A가 보여주는 모순점이 그림 1(a)에 없는 이유는  $Al_{1-x}Ga_xAs$ 과 달리  $Si_{1-x}Ge_x$ 의 혼합영역의 양끝에서는 단일원자로 구성되어있기 때문이다.

### 4. 결론

가전자대에서 NOP 산란을 계량화하는데 필요한 ODP 상수를 혼합물반도체에서 사용하기 위하여 원자의 혼합비율 및 혼합형태를 고려한 함수  $Q_{NOP}$ 를 기

존의 ODP 상수에 첨가하였다. 혼합물반도체에서 불규칙한 원자 분포를 고려하려고 나열된 원자 수의 운동방정식을 사용하였으며, 이로부터  $Q_{NOP}$ 를 계산하기 위한 각 주파수를 구하였다.  $Al_{1-x}Ga_xAs$ 와 같이 세 종류 이상의 원자로 구성되어 있는 경우, 단위격자는 반복되는 최소단위라는 정의를 바탕으로 단위격자 내의 원자의 수를 나열된 원자의 수라고 가정한 방법은  $AlAs$  또는  $GaAs$  지점에서 Wiley [1]가 제안한 식과 상이한 결과를 보여주었다. 반면, 실험결과를 근거로 단위격자 내의 원자의 수를 2개라고 가정한 방법은 앞선 방법의 모순점을 보여주지 않았다. 여러 방법으로 구한  $Q_{NOP}$ 의 값을 비교해 볼 때, 혼합비율과 혼합형태를 고려하지 않는 ODP 상수의 이용은 NOP 산란의 해석에 큰 오류를 초래할 수 있다.

### 감사의 글

“이 논문은 2011학년도 인하대학교의 지원에 의하여 연구되었음.”

### REFERENCES

- [1] J. D. Wiley, *Solid State Commun.*, 8, 1865 (1970).
- [2] S. K. Chun and K. L. Wang, *IEEE Trans. Electron Dev.*, 39, 2153 (1992).
- [3] D. H. Na and S. K. Chun, *J. KIEEME*, 12, 994 (1999).
- [4] I. S. Park and S. K. Chun, *J. KIEEME*, 14, 611 (2001).
- [5] G. L. Bir and G. E. Pikus, *Soviet Phys. Solid State*, 2, 2039 (1960).
- [6] B. K. Ridley, “*Quantum processes in semiconductors*”, 3rd ed. (Oxford University Press, Oxford, 1993)
- [7] J. Bardeen and W. Shockley, *Phys. Rev.*, 80, 72 (1950).
- [8] R. A. Morgan, J. M. Rowell, and F. A. Trumbore, *Phys. Rev.*, 136, 1751 (1964).