

석사학위논문

단일전자 이중접합 배열 트랩에서  
대전에너지와 문턱전압

지도교수 강 영 봉



제주대학교 교육대학원

물리교육전공

김 한 국

2000年 8月


# 단일전자 이중접합 배열 트랩에서 대전에너지와 문턱전압

(Charging Energy and Threshold Voltage for a  
Single Electron Dual-Junction-Array Trap)

지도교수 강 영 봉

이 논문을 교육학 석사학위 논문으로 제출함

2000년 6월 일

 제주대학교 중앙도서관  
제주대학교 교육대학원 물리교육전공

제출자 김 한 국

김한국의 교육학 석사학위 논문을 인준함

2000年 7月 日

심사위원장 인

심사위원 인

심사위원 인

[국문초록]

단일전자 이중접합 배열 트랩에서 대전에너지와 문턱전압  
(Charging Energy and Threshold Voltage for a Single Electron  
Dual-Junction-Array Trap)

김 한 국

제주대학교 교육대학원 물리교육전공  
지도교수 강 영 봉

동일한 기생 전기용량  $C_0$ , 동일한 접합 전기용량  $C$ , 동일한 입력 게이트 전기용량  $C_1$ , 결합 전기용량  $C_c$ 를 가지는 바이어스가 걸린 단일전자 이중-접합-배열 트랩의 정전위 문제에 대한 정확한 해석적 해를 얻고, 문턱전압을 다양한 전하 솔리톤(단일전자, 단일 엑시톤, 결합 솔리톤)에 대해서 고찰하였다. 문턱전압은 cotunneling,  $C_0/C$ ,  $C_1/C$ ,  $C_c/C$ , 접합의 수에 강하게 의존하였고, 이 들 매개변수에 따라 다양한 전하 솔리톤 수송이 일어남을 알 수 있었다. 기존의 연구에서는 기생 전기용량의 효과를 무시하였지만 본 논문에서는 전하 솔리톤 수송에서 중요한 역할을 한다는 것을 보였다.

---

\* 본 논문은 2000년 8월 제주대학교 교육대학원 위원회에 제출된 석사학위 논문임.

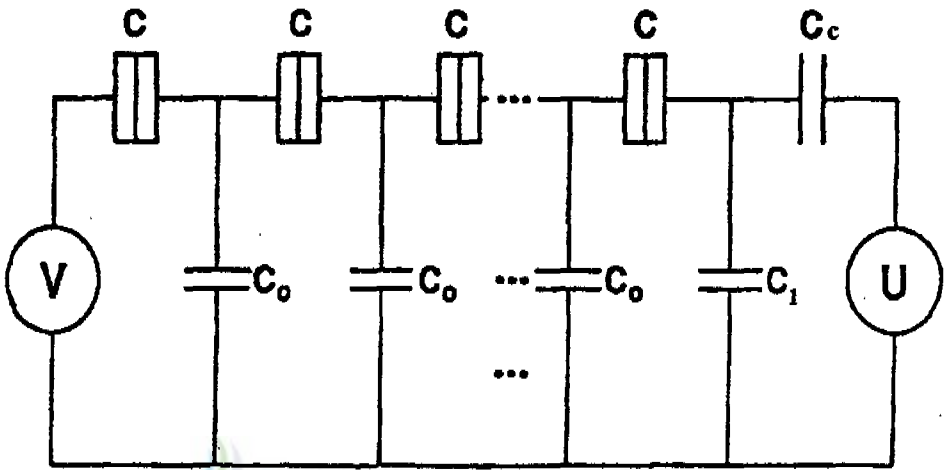
# 차 례

국문초록 .....	i
I. 서론 .....	1
II. 퍼텐셜의 윤곽 .....	7
III. 자유에너지와 대전에너지 .....	11
IV. 문턱전압 .....	13
V. 수치적 결과 .....	16
VI. 결 론 .....	25
참 고 문 헌 .....	27
Abstract .....	28

# I. 서론

최근 극미소 터널접합 소자(ultra-small tunnel junction device)의 제작기술과 저온 기술의 발전으로 단일 전하 터널링 문제가 고체물리학의 새로운 연구분야로 많은 관심의 대상이 되고 있다 [1-13]. 전하에너지  $e^2/2C_J$ 가 열 에너지  $k_B T$  보다 큰 조건을 만족하는 전기용량  $C_J$ 를 갖는 단일 미소 터널 접합소자에서는 단일전자 터널링을 억제하는 쿨롱봉쇄 (Coulomb blockade) 현상으로 말미암아 전압이  $V < e/2C_J$ 인 조건하에서 전류가 갑자기 감소한다는 것이 잘 알려져 있다. 극미소 터널 접합소자에서 터널 장벽을 가로지르는 단일전자의 터널링은 계의 거시상태에 영향을 주게 되고, 소위 쿨롱봉쇄 현상으로 인해 미시적인 터널링 현상은 Bias전압이나 게이트 전압과 같은 거시적인 물리량에 의해서 제어될 수 있게 된다[3]. 이러한 단일전자 소자들은 직류 전류의 표준화와 같은 표준의 기초가 되는 초정밀 정확도의 측정과학으로의 응용, 광 감지기의 증폭기로서의 응용, 단일전자 기억소자로서의 응용 및 기타 디지털 회로장치, 테라비트급 컴퓨터 메모리 칩 그리고 신경 회로 등에 응용성이 매우 많다. 따라서 단일전자 소자에 대한 기초적인 물리 이해와 차세대 전자산업에의 응용이라는 관점에서 많은 흥미를 끌고 있고, 최근 극미소 터널접합의 쿨롱봉쇄 현상을 기본 작동 원리로 이용한 다양한 단일전자 터널 소자들이 고안되고 연구되고 있다[1-13].

현재 활발히 연구되고 있는 단일전자 터널 소자들 중 하나가 그림 1(a)에 보는 것처럼, 전기용량  $C$  인 터널접합 소자가 일차원으로 배열된 소자 끝에 결합 전기용량  $C_C$  가 결합된 소자계로 전자를 가둘 수 있는 트랩을 만드는 단일전자 트랩이다. 단일전자 트랩에서는 트랩에 한 개의 과잉 전자 또는 양공이 있을 때 “1” 상태, 트랩에 과잉전하가 없을 때 “0” 상태로 볼 수 있어 기억



제주대학교 중앙도서관  
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

그림 1(a). Single electron trap with  $N$  small junctions, with equal junction capacitances  $C$ , equal stray capacitances  $C_0$ , input gate capacitances  $C_1$ , and well capacitance  $C_c$ . The bias voltages of the two edges are, respectively,  $V$  and  $U$ .

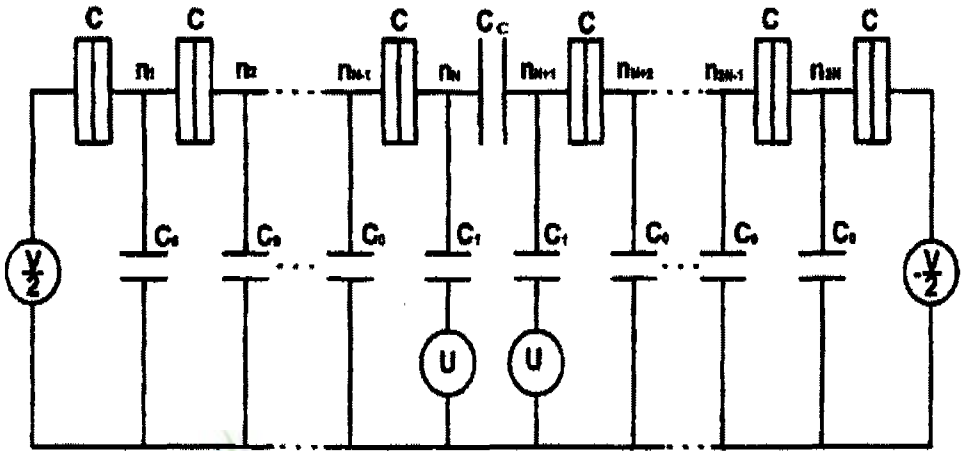


그림 1(b). Single electron dual-junction trap with  $2N$  small junctions, with equal junction capacitances  $C$ , equal stray capacitances  $C_C$ , equal input gate capacitances  $C_1$ , and coupling capacitance  $C_C$ . The bias voltages of the two edges are, respectively,  $V/2$  and  $-V/2$ , while the voltages in the middle  $U$ .

소자으로써 활용할 수 있다.

또한 최근 Amakawa 등[10]이 제안한 접합 전기용량  $C$ 인  $2N$  개의 터널접합 소자가 일차원으로 배열된 소자 내의 중간에 결합 전기용량  $C_C$ 가 결합된 소자계로 전자와 홀을 가둘 수 있는 두 개의 트랩으로 구성된 단일전자 이중-접합-배열 트랩(일명: 엑시톤 트랩, 그림 1(b) 참조)이다. 특히, Amakawa 등은 Fonseca 등[8]이 제안한 터널링 비율을 토대로 cotunneling을 고려하여 컴퓨터 모의실험을 사용하여 엑시톤 트랩에서의 전하 수송을 연구했다. 그들의 연구 결과는 엑시톤 트랩 좌측의 한 섬에 한 개의 과잉전자가 있고, 우측 배열의 한 섬에 양공이 있을 때 이 계는 에너지 적으로 더 유리하다는 것이다. 따라서, 전자와 양공은 짝을 이루어 엑시톤을 구성하는 경향이 있고, 엑시톤 트랩을 따라 함께 움직인다. 또한 그들의 결과에 따르면, 결합 전기용량  $C_C$ 이 클 때 엑시톤의 수명이 단일전자의 수명보다 아주 길다는 것이다. 이것은 전자-양공 짝(엑시톤)의 결합에너지가 대단히 커서 좌측 터널접합 배열에서 터널링이 일어날 때 동시에 우측 터널접합 배열에서도 터널링이 유도됨을 뜻한다. 그리고 결합 전기 용량  $C_C$ 이 작을 때는 엑시톤의 결합에너지의 감소에 기인하여 엑시톤의 수명이 더 짧아는 데 이것은 두 터널접합배열이 실제로는 서로 독립적임을 의미한다.

엑시톤 트랩은 한 쪽 트랩에는 전자(또는 홀)가 다른 쪽 트랩에는 홀(또는 전자)이 있어서 엑시톤(전자-양공 짝)을 형성할 때 “1” 상태, 트랩에 엑시톤이 없는 경우를 “0” 상태로 함으로써 단일전자 트랩보다 더 안정된 기억소자으로써 또한 사용할 수 있다. 여기서 주목할 것은 그들의 연구는 단지 결합 전기용량  $C_C$ 가 접합 전기용량  $C$ 보다 작은 경우에만 제한되어 이루어졌다는 것과 일차원 배열에서 솔리톤의 너비를 결정하는데 중요한 기생 전기용량의 역할을 무시하였다는 것이다.

본 연구의 목적은 기생 전기용량  $C_0$ , 접합 전기용량  $C$ , 입력 게이트 전기용량  $C_1$ , 결합 전기용량  $C_C$ 로 구성된 단일전자 이중-접합-배열 트랩(엑시톤 트랩)의 정전위 문제에 대한 정확한 해석적 해를 제시하는 것이다. 또한 다양한 전하 수송



과정 (단일전자, 단일 엑시톤, 결합 솔리톤)에 대하여 전체 자유에너지와 문턱전압에 대한 해석적인 해를 유도하고, 다양한 전하 솔리톤의 문턱전압에 관한 기생 전기용량, 입력 게이트 전기용량, 결합 전기용량, 접합의 수 등의 효과와 cotunneling 과정을 연구하는 데 있다.

일차원적으로 배열된 다양한 터널접합 소자계에서의 단일전자 터널링의 전하 동력학에 대한 체계적이고 해석적인 접근은 극미소 터널접합 소자계의 물리를 이해하는데 대단히 중요하다. 다양한 단일전자 소자의 전하 동력학에 대한 해석적인 연구는 기본적으로 두 단계로 구성된다. 첫째, 다양한 소자계에 전하 보존 법칙과 Kirchhoff의 법칙을 적용하여 각 섬의 정전기 퍼텐셜과 각 섬의 과잉 전자에 대한 행렬 형태의 선형방정식을 유도한다. 다음 단계로 역 행렬을 구하여 각 섬의 정전기 퍼텐셜 유효에 대한 정확한 해를 얻고, 이 해로부터 단일 전하 터널 현상을 기술하는 Gibbs 자유 에너지를 구한다. 두 번째 단계는 Gibbs 자유 에너지의 변화로부터 작동 에러율에 관한 정전퍼텐셜, 충전에너지, 장벽 높이, 터널링의 문턱전압 그리고 쿨롱봉쇄 영역을 구하여 작동 에러율과 cotunneling 효과를 분석하고, 또한 양자 Langevin 방정식과 요동-산일 정리(fluctuation-dissipation theorem)를 이용하여 외부 환경효과에 의한 전하의 양자요동 효과 등 다른 중요한 물리적 특성을 분석함으로써 다양한 극미소 터널접합 소자계의 단일 전하 동력학에 대한 물리를 이해할 수 있다.

따라서 단일전자 이중-접합-배열 트랩에 관한 정전기 문제에 대한 해석적 연구의 출발점은 각 섬의 정전기 퍼텐셜 유효를 알아내는 것이다.  $2N$  개의 터널접합을 가진 단일전자 이중-접합-배열 트랩에 대해서는  $2N$  개의 터널접합의 과잉전하에 대응하는  $2N$  개의 선형방정식의 해를 구하는 것이 필요하다. 문제 접근의 핵심은 위의 정전기 방정식을 임의의 전하 분포에 대한 섬 퍼텐셜  $\{\Phi_i\}$ 에 관한 행렬 방정식으로 전환하여 정확한 해를 구하는 것이다.

비록 bias 전압은 계에 흐르는 전류를 제어하지만,  $T=0$ 에 있는 계에서의 단일 전하 솔리톤의 동력학은 원리적으로 오직 Gibbs 자유에너지에 의해 결정된

다. 두 섬 사이의 터널접합을 통한 솔리톤의 이동은 Gibbs 자유에너지가 이 과정에서 감소하면 가능하다. 따라서, 전하 동력학의 본질은 임의의 전하 분포에 대한 섬 퍼텐셜  $\{\Phi_i\}$ 의 정확한 해로부터 정전기 에너지와 계에 행해진 일의 합으로 구성된 Gibbs 자유에너지를 구하고, 이로부터 계의 문턱전압을 계산하여 중요한 물리적 특성을 분석함으로써 Amakawa 등이 보고한 수치적 결과와 비교할 수 있다[10].

본 논문의 구성은 2장에서는 단일전자 이중-접합-배열 트랩에 대한 섬 퍼텐셜  $\{\Phi_i\}$ 의 정확한 해를 구한다. 3장에서는 2장에서 구한 섬 퍼텐셜  $\{\Phi_i\}$ 로부터 계의 임의의 전하 분포에 대한 Gibbs 자유에너지를 계산하고, 4장에서는 단일 전자 솔리톤, 엑시톤, 결합된 솔리톤 등 다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압에 대한 해석적인 결과를 유도한다. 5장에서는 기생 전기용량, 입력 게이트 전기용량, 결합 전기용량, 접합의 수 등의 효과와 cotunneling 과정을 자세히 연구하기 위해서, 다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압의 수치적 결과를 제시하고 결론을 맺는다.



## II. 퍼텐셜의 윤곽

그림 1(b)에서 보는 바와 같이,  $N$ 개의 동일한 기생 전기용량  $C_0$ 와 접합 전기용량  $C$ 인  $N$ 개의 터널접합소자가 일차원으로 배열된 소자 끝에 입력 게이트 전기용량  $C_1$ 로 구성된 두 개의 단일전자 트랩이 결합 전기용량  $C_C$ 에 의해서 서로 직렬로 결합된 단일전자 이중-접합-배열 트랩의 양쪽 끝에 bias 전압이 각각  $V/2$ 와  $-V/2$ 이고, 중간에 입력 게이트 전압  $U$ 가 인가된 단일전자 터널소자계를 고려하자. 또한, 각 터널접합의 터널 저항  $R_T$ 은 동일하다고 가정하고, 섬에 있는 과잉 전자는 쿨롱 에너지가 터널링하기 위한 불확정성 에너지 보다 큰 값을 가져, 과잉전자의 파동함수가 섬 내에 극소화되도록 하는 약한 결합조건인  $R_T \gg R_Q = h/e^2 = 25.8k\Omega$ 을 만족한다고 가정한다. 여기서  $R_Q$ 는 양자저항 (quantum-resistance)이다.

각 터널접합 사이에 있는 섬의 퍼텐셜을 열벡터  $\bar{\phi} = \{\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_{2N}\}^T$ 로 표시하고, 섬의 과잉 전자의 수를 열벡터  $\bar{n} = \{n_1, n_2, \dots, n_{1N}\}^T$ 로 표시하자. 각 섬  $i$ 의 퍼텐셜  $\{\phi_i\}$ 과 각 섬  $i$ 의 과잉 전자의 수  $\{n_i\}$ 에 대한 정전기 방정식은 전하 보존식과 Kirchhoff의 법칙으로부터 이끌어낼 수 있고,  $2N$ 개의 선형 방정식으로 기술된다. 이러한  $2N$ 개의 선형 방정식은 아래와 같이 간단한 형태로 쉽게 얻을 수 있고, 그 결과는

$$\bar{S} \bar{\phi} = \frac{e}{C} \bar{n}' \quad (1)$$

로 주어진다. 이때  $\bar{n}'$ 은 첫 번째,  $N$ 번째,  $(N+1)$ 번째를 나타내고,  $\bar{n}'$ 의 나머지 요소들은 bias 전압의 효과를 나타내기 위해서 각각  $n_1 - CV/2e$ ,  $n_N - C_1U/e$ ,

$n_{N+1} - C_1 U/e$ 와  $n_{2N} + CV/2e$ 로 대치되어야 한다.  $\overline{\overline{S}}$ 는  $2N \times 2N$  대칭행렬로

$$\overline{\overline{S}} = \begin{bmatrix} \overline{\overline{T}}_1 & a \overline{\overline{1}} \\ a \overline{\overline{1}}^T & \overline{\overline{T}}_2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\overline{\overline{T}}_1 = \begin{bmatrix} \overline{\overline{M}} & \overline{\overline{1}} \\ \overline{\overline{1}}^T & D \end{bmatrix}, \quad \overline{\overline{T}}_2 = \begin{bmatrix} D & \overline{\overline{1}}'^T \\ \overline{\overline{1}}' & \overline{\overline{M}} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\overline{\overline{1}} = \begin{bmatrix} \overline{\overline{0}} & \overline{\overline{0}} \\ 1 & \overline{\overline{0}}^T \end{bmatrix}, \quad \overline{\overline{1}}^T = \begin{bmatrix} \overline{\overline{0}} & 1 \\ \overline{\overline{0}} & \overline{\overline{0}} \end{bmatrix} \quad (4)$$

와 같이 주어진다. 여기서,  $a = C_c/C$ 은 결합 상수이고,  $D = -1 - (C_1 + C_c)/C$ 이고, 부분행렬  $\overline{\overline{M}}$ 은 같은 대각선 요소  $D \equiv -(2 + C_0/C)$ 와 비대각선 요소 1을 갖는  $(N-1) \times (N-1)$  대칭 3중 대각선 행렬이고,  $\overline{\overline{0}}$ 은  $(N-1) \times (N-1)$  영행렬이다. 식 (3)과 식 (4)에서, 열벡터  $\overline{\overline{1}} = (0, 0, \dots, 1)^T$ ,  $\overline{\overline{1}}' = (1, 0, \dots, 0)^T$ ,  $\overline{\overline{0}} = (0, 0, \dots, 0)^T$ 들은 각각  $N-1$  요소들을 가진다.

이때, 퍼텐셜 윤곽  $\overline{\overline{\Phi}}$ 에 대한 해석적인 표현은 식 (1)으로부터

$$\overline{\overline{\Phi}} = \frac{e}{C} \overline{\overline{H}} \overline{\overline{n}}' = \frac{e}{C} \begin{bmatrix} \overline{\overline{P}}_1 & \overline{\overline{Q}}_1 \\ \overline{\overline{Q}}_2 & \overline{\overline{P}}_2 \end{bmatrix} \overline{\overline{n}}' \quad (5)$$

와 같이 얻을 수 있다. 여기서,  $\overline{\overline{H}}$ 은 대칭행렬  $\overline{\overline{S}}$ 의 역행렬으로 다음과 같은 성질  $H_{ij} = H_{ji} = H_{2N+1-j, 2N+1-i}$ 을 갖는다.  $\overline{\overline{P}}_1$ ,  $\overline{\overline{P}}_2$ ,  $\overline{\overline{Q}}_1$ ,  $\overline{\overline{Q}}_2$ 들은 행렬  $\overline{\overline{H}}$ 에 대한  $N \times N$  대칭 부분행렬이다. 식 (5)에서 대칭 행렬  $\overline{\overline{P}}_1$ 은

$$\overline{\overline{P}}_1 = \begin{bmatrix} \overline{\overline{B}} & \frac{1}{D + R_{N-1} - a^2/(D + R_{N-1})} \overline{\overline{R}} \\ \frac{1}{D + R_{N-1} - a^2/(D + R_{N-1})} \overline{\overline{R}}^T & \frac{1}{D + R_{N-1} - a^2/(D + R_{N-1})} \end{bmatrix} \quad (6)$$

와 같이 주어지고,  $(N-1) \times (N-1)$  대칭 부분행렬  $\overline{B}$ 와 열 벡터  $\overline{R}$ 은 각각 다음과 같이

$$(\overline{B})_{ij} \equiv R_{ij} = (-1)^{i+j+1} M_{N-1-j} M_{N-1-i} / M_{N-1} \text{ for } i \leq j \text{ 그리고 } i, j \leq N-1, \quad (7)$$

$$R_i = -\frac{\sinh \lambda}{\sinh N\lambda} \equiv R_{iN-1} \quad (8)$$

로 주어진다. 여기서  $M_{j+1} = GM_j - M_{j-1}$ 이고  $M_j = (-1)^j \sinh(j+1)\lambda / \sinh \lambda$ ,  $G = D - 1 / (D' - \alpha^2 / (D' + R_{N-1}))$ 로 정의된다.  $\lambda$ 는  $-2 \cosh \lambda = D \equiv -(2 + C_0/C)$ 로부터 결정되고,  $R_{ij}$ 은 식 (3)에서  $(N-1) \times (N-1)$  대칭 행렬  $\overline{M}$ 의 역 행렬 요소로

$$R_{ij} = -\frac{\cosh(N + |j-i|)\lambda - \cosh(N-j-i)\lambda}{2 \sinh \lambda \sinh N\lambda}, \quad i, j = 1, 2, \dots, N-1 \quad (9)$$

로 주어진다. 게다가, 식 (5)의  $(N-1) \times (N-1)$  대칭 부분행렬  $\overline{P}_2$ ,  $\overline{Q}_1$ ,  $\overline{Q}_2$ 는 각각 다음과 같이

$$(\overline{P}_2)_{ij} \equiv R'_{N+1-j, N+1-i} = R'_{N+1-i, N+1-j}, \quad (10)$$

$$(\overline{Q}_1)_{ij} = -\alpha R'_{N+1-j, N} R_{iN}, \quad (11)$$

$$(\overline{Q}_2)_{ij} = -\alpha R_{NN+1-j} R'_{jN} \quad (12)$$

로 주어진다.

식 (6)과 (10)-(12)와 함께 식 (5)는 동일한 기생 전기용량을 가진  $2N$  터널 접합의 단일전자 이중-접합-배열 트랩에 대한 퍼텐셜 율곡의 일반적 표현이다. 만약  $\alpha$ 가 0이면, 식 (6)은 Hu 등[9]에 의해 얻은 정상 단일전자 트랩에 대한 퍼텐셜 율곡을 나타내는 대칭 행렬과 동일한 형태의 식이 된다. 더구나, 만약  $\alpha$ 가 1이면, 식 (5)는 동일한 기생 전기용량을 가진  $2N+1$  터널접합의 1차원배열에 대한 퍼텐셜 율곡에 관한 Hu 등의 결과[9]가 된다. 식 (6)과 (10)-(12)와 함께 식 (5)는 본 논문의 기본적인 결과가 된다. 즉, 일단 전하 율곡  $\{n_i\}$ 가 알려지기만 한다면, 단

일전자 이중-접합-배열 트랩의 퍼텐셜 윤곽을 결정하기 위해 식 (5)를 이용할 수 있고, 이로부터 본 논문에서 다루고자하는 문턱전압의 물리적 특성을 연구 할 수 있다.



### III. 자유에너지와 대전에너지

Gibbs 자유에너지는 극미소 터널접합의 터널링 비율을 구하는데 결정적인 물리량이기 때문에 단일전자 이중-접합-배열 트랩의 Gibbs 자유에너지를 식 (5)의  $\bar{\phi}$ 에 대한 정확한 해를 이용하여 구하는 것이 필요하다. 기본적으로, Gibbs 자유에너지는 정전기 에너지  $E_s$ 와 전하 솔리톤의 이동에 기인한 전하의 재분포로 계에 행해진 일  $W$ 의 합인 두 부분으로 구성된다. 따라서 Gibbs 자유에너지는 다음과 같이

$$F = E_s + W \quad (13)$$

로 표현된다. 여기서 정전기 에너지  $E_s$ 는

$$E_s = E_c - e \sum_{i=0}^{2N+1} n_i \phi_i \quad (14)$$

와 같이 정의되고, 대전에너지는

$$\begin{aligned} E_c = & \frac{C}{2} \sum_{i=1}^{N-1} (\phi_{i+1} - \phi_i)^2 + \frac{C}{2} \sum_{i=N+1}^{2N-1} (\phi_{i+1} - \phi_i)^2 + \frac{C}{2} (\phi_1 - \frac{V}{2})^2 \\ & + \frac{C}{2} (\phi_{2N} + \frac{V}{2})^2 + \frac{C_C}{2} (\phi_{N+1} - \phi_N)^2 + \frac{C_0}{2} \sum_{i=1}^{N-1} \phi_i^2 + \frac{C_0}{2} \sum_{i=N+2}^{2N} \phi_i^2 \\ & + \frac{C_1}{2} (U - \phi_N)^2 + \frac{C_1}{2} (U - \phi_{N+1})^2 \end{aligned} \quad (15)$$

로 주어진다. 게다가, 식 (13)에서, 전하 운곽  $\{\bar{n}\}$ 의 변화와 관련 있는 전하 재분포에 기인한 일은

$$\begin{aligned} W = & -C \sum_{i=1}^{N-1} (\phi_{i+1} - \phi_i)^2 - C \sum_{i=N+1}^{2N-1} (\phi_{i+1} - \phi_i)^2 - C_C (\phi_{N+1} - \phi_N)^2 \\ & - C (\phi_1 - \frac{V}{2})^2 - C (\phi_{2N} + \frac{V}{2})^2 - C_0 \sum_{i=1}^{N-1} \phi_i^2 - C_0 \sum_{i=N+2}^{2N} \phi_i^2 \\ & - C_1 (U - \phi_N)^2 - C_1 (U - \phi_{N+1})^2 \end{aligned} \quad (16)$$

로 주어진다.

전하 솔리톤이 이동할 때 Gibbs 자유에너지의 변화를 연구하기 위해서는, 전하 운곽( $n_i$ )의 함수로 Gibbs 자유에너지를 다시 써야한다. 이 목적을 위해서, 식 (5)와 (13)-(16)을 사용하여 계산을 하면, Gibbs 자유에너지는

$$F = E_{ch} - \frac{e^2}{2C} \sum_{i=1}^{2N} \sum_{j=1}^{2N} n_i H_{ij} n_j - \frac{1}{2} V(Q_0 - Q_{2N+1}) - U(Q_N^e + Q_{N+1}^e) \quad (17)$$

와 같이 표현할 수 있다. 여기서

$$E_{ch} = \frac{1}{4} CV^2(1 + H_{11} - H_{12N}) + C_1 U^2(1 + \frac{C_1}{C} H_{NN} + \frac{C_1}{C} H_{NN+1}), \quad (18)$$

$$Q_N^e = C_1(U - \Phi_N), \quad Q_{N+1}^e = C_1(U - \Phi_{N+1}), \quad (19)$$

$$Q_0 = n_0 e + C(\frac{V}{2} - \Phi_1), \quad Q_{2N+1} = n_{2N+1} e + C(-\frac{V}{2} - \Phi_{2N}) \quad (20)$$

이다. 식 (17)은 각 섬에 바이어스 전압  $\{V, U\}$ 과 전하 운곽  $\{n_i e\}$ 을 가진 단일전자 이중배열 트랩의 Gibbs 자유에너지에 대한 일반적인 표현이다. Gibbs 자유에너지를 토대로 전하 이동에 따른 Gibbs 자유에너지의 변화  $\Delta F$ 를 계산함으로써 단일전자 터널링의 운동학을 직접 연구할 수 있다. 보다 구체적으로 여기서 다른 섬에 있는 전하는 변하지 않은 상태에서 두 개의 섬  $k$ 와  $k'$  사이에 전하 이동이 발생하는 경우를 고려하기로 한다. 그러나 두 회로가 독립적이지만, 정전기적으로 결합되도록  $N$ 와  $N+1$ 번째 섬 사이에 터널링은 무시하기로 한다. 그리고 전하 이동 전 후 이러한 섬에 있는 전하는  $\{n_k, n_{k'}\}$ 과  $\{n'_k, n'_{k'}\}$ 로 각각 나타내고, 또한 순수한 이동 전하를  $Q$ 로 나타낸다. 여기서  $Q$ 는 다음 장에서 논의할 단일전자, 단일 엑시톤, 및 결합 솔리톤이 될 수 있다. 따라서, 식 (17)로부터,  $\{n'_k, n'_{k'}\}$ 에서  $\{n_k, n_{k'}\}$ 로의 전하 이동에 기인한 Gibbs 자유에너지  $\Delta F^Q(k, k')$ 의 변화는

$$\Delta F^Q(k, k') \equiv F(\{n'_k, n'_{k'}\}) - F(\{n_k, n_{k'}\}) = \Delta E^Q(k, k') + W^Q(k, k') \quad (21)$$

로 얻어진다. 식 (21)에서 대전 에너지 변화  $\Delta E^Q(k, k')$ 와 행해진 일  $W^Q(k, k')$ 에 관한 구체적 형태는 식 (17)로부터 직접 구할 수 있다.



## IV. 문턱전압

이 장에서는 식 (21)로부터 전하 이동에 기인한 Gibbs 자유에너지의 변화  $\Delta F^Q(k, k')$ 를 계산해 보자. 특별히 세 가지 경우를 고려하자. (i)  $n'_k - n_k = -1$ ,  $n'_k - n_k = 1$ ,  $n'_{2N-k+1} - n_{2N-k+1} = 0$ ,  $n'_{2N-k+1} - n_{2N-k+1} = 0$ 와 같이 왼쪽 편이나 오른쪽 편의 배열 소자계에서 한 개의 단일전자가  $k$ 번째 섬에서  $k'$ 번째 섬으로 이동하는 단일전자 솔리톤 경우, (ii)  $n'_k - n_k = -1$ ,  $n'_k - n_k = 1$ ,  $n'_{2N-k+1} - n_{2N-k+1} = 1$ ,  $n'_{2N-k+1} - n_{2N-k+1} = -1$ 와 같이, 왼쪽의 배열 소자계에서 한 개의 전자가  $k$ 번째 섬에서  $k'$ 번째 섬으로 이동하고 동시에 오른쪽 배열 소자계에서  $(2N-k+1)$ 번째 섬에서  $(2N-k+1)$ 번째 섬으로 이동하는 단일 엑시톤 경우, 및 (iii)  $n'_k - n_k = -1$ ,  $n'_k - n_k = 0$ ,  $n'_{k'} - n_{k'} = 1$ ,  $n'_{2N-k+1} - n_{2N-k+1} = 1$ ,  $n'_{2N-k+1} - n_{2N-k+1} = -1$ 와 같이, (ii)의 경우 외에도 왼쪽 편 배열 소자계에서 한 개의 전자가  $k'$ 번째 섬에서  $k''$ 번째 섬으로 한 개의 전자가 이동하는 결합 솔리톤 경우를 고려하기로 한다.

위의 조건하에서, 각 전하 솔리톤 이동에 대한 Gibbs 자유에너지의 변화는 식 (17)로부터 다음과 같이

$$\begin{aligned} \Delta F^e(k, k') &= F^e(k') - F^e(k) = -\frac{e^2}{2C}(H_{k'k} - H_{kk}) \\ &\quad - \frac{1}{2} eV(\delta_{0,k'} - \delta_{0,k} - \delta_{2N+1,k'} + \delta_{2N+1,k} - H_{1k'} + H_{1k} + H_{2Nk'} - H_{2Nk}), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \Delta F^{ex}(k, k') &= F^{ex}(k') - F^{ex}(k) = -\frac{e^2}{C}(H_{k'k} - H_{k'2N-k+1} - H_{kk} + H_{k2N-k+1}) \\ &\quad - \frac{1}{2} eV(\delta_{0,k'} + \delta_{2N+1,2N-k'+1} - \delta_{0,k} - \delta_{2N+1,2N-k+1}) \\ &\quad + eV(H_{1k'} - H_{12N-k'+1} - H_{1k} + H_{12N-k+1}), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
\Delta F^{ex-e}(k, k', k'') &= F^{ex-e}(k', k'') - F^{ex-e}(k) \\
&= -\frac{e^2}{2C} (H_{k'k''} + H_{kk'} - 2H_{k'2N-k'+1} - H_{kk} + H_{k2N-k+1}) \\
&\quad - \frac{1}{2} eV(\delta_{0,k'} + \delta_{2N+1,2N-k'+1} - \delta_{0,k} - \delta_{2N+1,2N-k+1}) \\
&\quad + \frac{1}{2} eV(H_{1k'} - H_{12N-k'+1} - H_{12N-k'+1} + H_{1k} - 2H_{1k} + 2H_{12N-k+1})
\end{aligned} \tag{24}$$

로 주어진다. 편의상, bias 전압은 0으로 잡았다.

단일전자 이중배열 트랩에서 한 개의 단일전자가  $k$ 번째 섬에서  $k'$ 번째 섬으로 이동하는 전하 솔리톤의 터널링은 Gibbs 자유에너지의 변화  $\Delta F^Q(k, k')$ 가 0보다도 작을 때, 터널링이 가능하고 0보다도 크게 되면, 터널링이 발생하지 않게 된다. 이와 같이 한 개의 단일전자가  $k$ 번째 섬에서  $k'$ 번째 섬으로 이동하는 단일전자 이동에 대한 문턱 전압  $V_i$ 은  $\Delta F^Q(k, k')=0$  와 같이 될 때 얻어질 수 있다. 식 (22)-(24)로부터, 단일전자 이동 경우, 단일 엑시톤 이동 경우, 및 결합 솔리톤 이동 경우에 대한 문턱 전압을

$$V_i^e(k, k') = \frac{e}{C} \frac{(H_{kk} - H_{kk})}{\delta_{0,k} - \delta_{0,k} - \delta_{2N+1,k} + \delta_{2N+1,k} - H_{1k} + H_{2Nk} + H_{1k} - H_{2Nk}}, \tag{25}$$

$$\begin{aligned}
V_i^{ex}(k, k') &= \frac{2e}{C} (H_{k'k'} - H_{k'2N-k'+1} - H_{kk} + H_{k2N-k+1}) \\
&\quad / [(\delta_{0,k} + \delta_{2N+1,2N-k+1} - \delta_{0,k} - \delta_{2N+1,2N-k+1}) \\
&\quad + 2(H_{1k} - H_{12N-k+1}H_{1k} + H_{12N-k+1})],
\end{aligned} \tag{26}$$

$$\begin{aligned}
V_i^{ex-e}(k; k', k'') &= \frac{2e}{C} (H_{kk} - H_{k'2N-k'+1} - H_{kk} + H_{k2N-k+1}) \\
&\quad / [(-\delta_{0,k} - \delta_{2N+1,2N-k+1} + \delta_{0,k} + \delta_{2N+1,2N-k+1}) \\
&\quad + 2(H_{12N-k'+1} - H_{1k} - H_{12N-k+1} + H_{1k})]
\end{aligned} \tag{27}$$

와 같이 얻을 수 있다. 식 (25)-(27)은 다양한 전하 솔리톤 이동 경우에 대한 문턱전압의 결과로 단일전자 이중-접합-배열 트랩에서 전하 수송을 분석하는데 유용하다. 위 식으로부터 문턱전압들은 cotunneling 과정, 접합의 수  $N$ , 결합 전기용량

$C_c$ , 기생 전기용량  $C_0$ , 집합 전기용량  $C$ , 그리고 입력 게이트 전기용량  $C_1$ 에 매우 민감함을 알 수 있다.



## V. 수치적 결과

이 장에서는, 다양한 전하 솔리톤 이동 과정(단일전자, 엑시톤, 결합 솔리톤)에 대한 문턱전압의 수치적 결과를 제시한다. 먼저, 각 배열 측면에 단지 세 개의 터널접합( $N=3$ )인 단일전자 이중-접합-배열 트랩에서  $k=0$ 이고  $m(\equiv k' - k) = 1$ 인 즉, 단일 접합 터널링만 허용된 경우에 다양한 전하 솔리톤 이동 과정에 대한 문턱전압의  $C_0, C_1, C_C, C$  의존성에 대해서 고찰한다.

다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압( $e/C$  단위에서)의 기생 전기용량 의존성을 그림 2에서 나타내었다. 여기서 식 (25)-(27)의 문턱전압을 세 개의 다른 입력 게이트 전기용량인 경우  $\beta = C_1/C = 0.05, 1, 10$ 와 결합 전기용량이  $\alpha = C_C/C = 0.5$ 인 경우에 대해서 기생 전기용량과 터널 전기용량의 비, 즉  $\eta(\equiv C_0/C)$ 의 함수로써 나타내었다. 그림2에서 보는 바와 같이, 모든 전하 솔리톤이 주어진 모든  $\beta$ 와  $\alpha$ 에 대해서  $\eta$ 의 값이 증가할 때 문턱전압은 감소한다는 것을 알 수 있다.  $\eta \rightarrow 0$ 과 작은  $\beta(<1)$ 에 대해, 엑시톤 수송은 다른 솔리톤의 문턱 전압보다도 가장 작은 문턱전압을 가진다. 이것은 Amakawa 등[10]에 의해 보고된 것과 같이, 계에서 엑시톤 수송이 우세하다는 것을 의미한다.

그러나,  $\eta$ 가 작은 영역에서는 그림 2의 확대된 부분인 삽입된 그림에서 보여주고 있듯이, 큰  $\beta(\geq 1)$ 에 대해서는 결합 솔리톤이 가장 작은 문턱전압을 가지고 있어, 결합 솔리톤 수송이 계에서 우세함을 알 수 있다. 따라서, 기생 전기용량이 없는 경우에는, 계에서 우세한 솔리톤은 입력 게이트 전기용량에 따라 결합 솔리톤이거나 또는 단일 엑시톤일 수 있다. 작은  $\eta(<1)$ 영역에서  $\eta$ 의 작은 변화는 문턱전압의 큰 변화가 있지만, 큰  $\eta(>1)$ 영역에서의 문턱전압은 거의 일정하다. 흥미로운 것은  $\beta=1$ 의 경우이다. 작은  $\eta(<1)$ 인 경우에 결합 솔리톤은 가장 작은

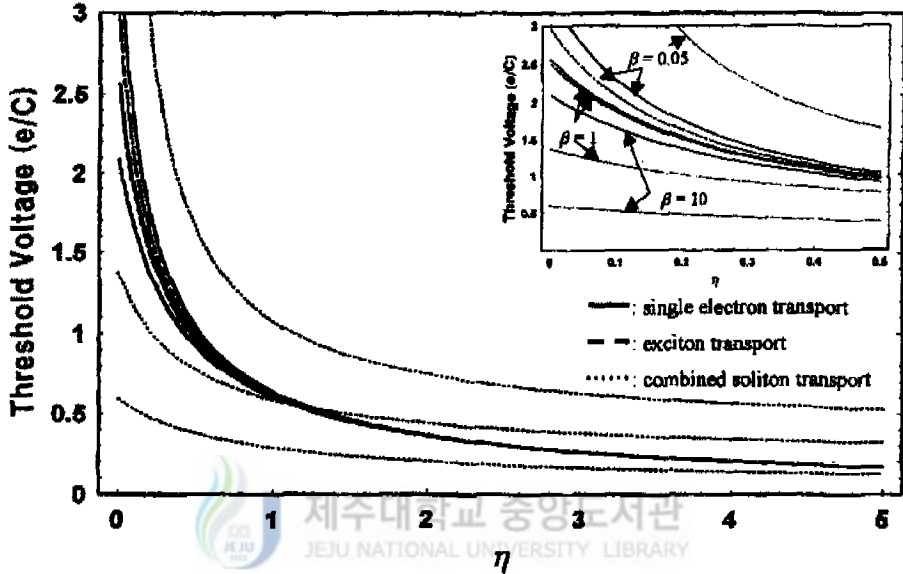


그림 2. Threshold voltages (in units of  $e/C$ ) for injecting a charge soliton into the first island of single electron dual-junction-array trap with three junctions ( $N=3$ ) on each side as a function of  $\eta=C_0/C$  at  $\beta=C_1/C=0.05, 1, 10$  and  $\alpha=C_d/C=0.5$ . Shown in the inset is an enlarged part of the figure in the small  $\eta$  region. Also,  $C_c$ ,  $C_1$ ,  $C$ , and  $C_0$  are the coupling capacitance, input gate capacitance, junction capacitance, and stray capacitance, respectively.

문턱전압을 갖지만, 큰  $\eta(>1)$ 인 경우에는 단일전자이나 또는 엑시톤이 가장 작은 문턱전압을 갖는다는 것이다. 따라서, 계의 지배적인 솔리톤 수송은 기생 전기용량에 매우 민감함을 알 수 있다. 더구나, 작은  $\eta$ 와 큰  $\beta$  또는 큰  $\eta$ 와 작은  $\beta$  일 때, 엑시톤의 문턱전압은 단일전자의 문턱전압과 일치함을 볼 수 있다. 그러한 경우에는, 단일전자와 엑시톤 수송이 공존하고 지배적일 것이다. 그러나, 큰  $\beta$ 와  $\eta$  일 경우에는, 결합 솔리톤 수송이 우세하리라고 예상된다.

그림 3은 다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압( $e/C$  단위에서)의 입력게이트 전기용량 의존성을 보여주고 있다. 여기서 식 (25)-(27)의 문턱 전압을 세 개의 다른 기생 전기용량인 경우  $\eta=0.5, 1, 5$ 와 결합 전기용량이  $\alpha=C_c/C=0.5$ 인 경우에 대해서 입력게이트 전기용량과 터널 전기용량의 비, 즉  $\beta=C_1/C$ 의 함수로써 나타내었다. 그림 3에서 보는 바와 같이,  $\eta$ 의 특정한 값에 대해서  $\beta$ 가 증가할 때, 단일전자와 엑시톤의 문턱전압은 일정한 반면 결합 솔리톤의 문턱전압은 감소하고 있음을 알 수 있다.  $\eta$ 가 작고  $\beta$ 가 작은 영역에서는 엑시톤 수송이 지배적으로 일어나지만,  $\eta$ 가 작고  $\beta$ 가 증가함에 따라 결합 솔리톤의 수송이 지배적으로 일어난다. 더구나,  $\eta$ 와  $\beta$ 가 증가하면 엑시톤과 단일전자 사이의 문턱전압에 대한 작은 차이는 사라짐을 알 수 있다. 이때, 큰  $\eta$ 와 작은  $\beta$  값에 대해서 두 솔리톤 수송은 지배적이다. 따라서, 전하수송 솔리톤은 기생 전기용량  $C_0$ , 접합 전기용량  $C$ , 입력 게이트 전기용량  $C_1$ 의 값에 민감함을 알 수 있다. 그림 2와 3에서 보여준 결과는  $\alpha=0.5$ 인 특정 값에 국한하였다.

다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압( $e/C$  단위에서)의 결합 전기용량 의존성을 그림 4에서 나타내었다. 여기서 식 (25)-(27)의 문턱 전압을 세 개의 다른 입력 게이트 전기용량인 경우  $\beta=C_1/C=0.5, 1, 5$ 와  $\eta=0.05$ 인 경우에 대해서 결합 전기용량과 터널 전기용량의 비, 즉  $\alpha=C_c/C$ 의 함수로써 나타내었다. 작은  $\alpha$ 와  $\beta$ 인 경우를 제외하고는, 모든 전하 솔리톤의 문턱전압은 일정함을 보여주고 있

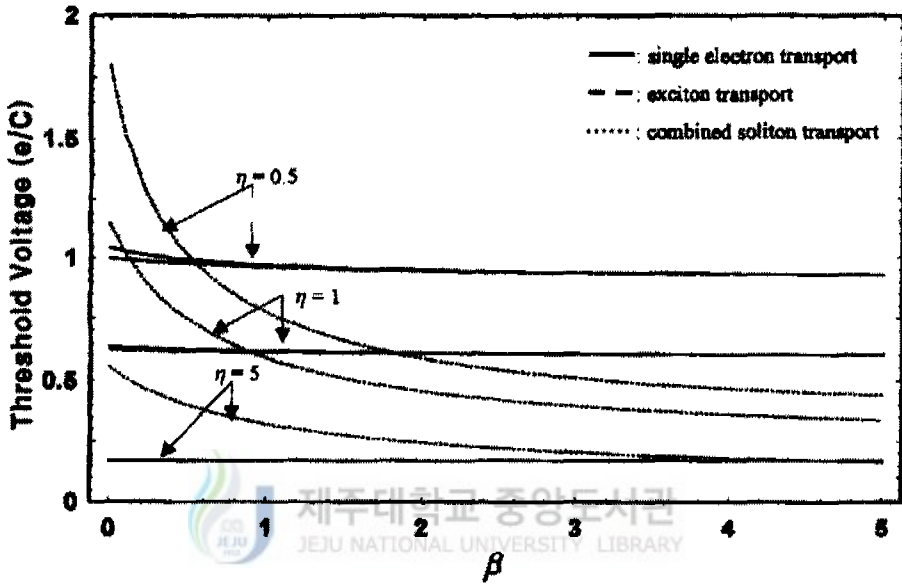


그림 3. Threshold voltages (in units of  $e/C$ ) for injecting a charge soliton into the first island of single electron dual-junction-array trap with three junctions ( $N=3$ ) on each side as a function of  $\beta=C_1/C$  at  $\alpha=C_C/C=0.5$  and  $\eta=C_0/C=0.5, 1, 5$  where  $C_C$ ,  $C_1$ ,  $C$ , and  $C_0$  are the coupling capacitance, input gate capacitance, junction capacitance, and stray capacitance, respectively.

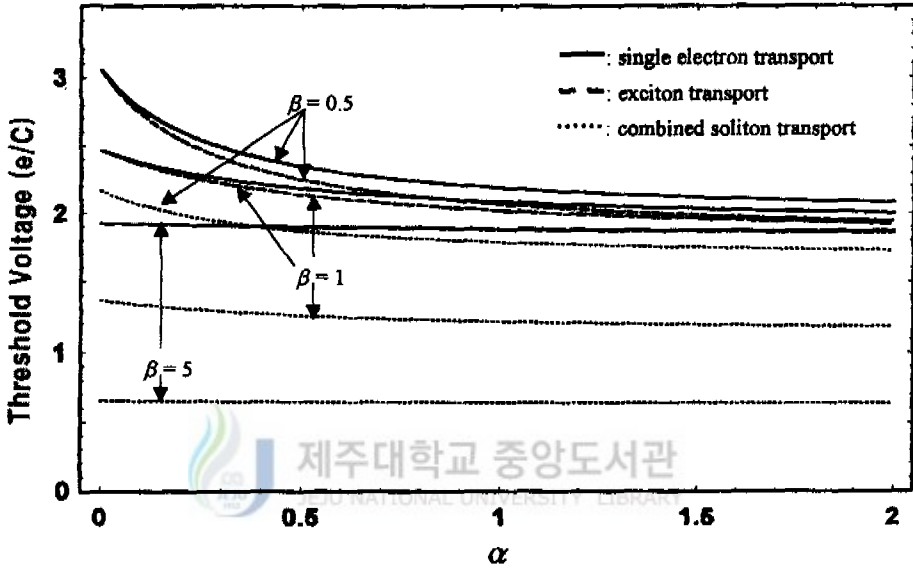


그림 4. Threshold voltages (in units of  $e/C$ ) for injecting a charge soliton into the first island of single electron dual-junction-array trap with three junctions ( $N=3$ ) on each side as a function  $\alpha=C_C/C$  at  $\eta=C_0/C=0.05$  and  $\beta=C_1/C=0.5, 1, 5$ , where  $C_C, C_1, C$ , and  $C_0$  are the coupling capacitance, input gate capacitance, junction capacitance, and stray capacitance, respectively.



다. 만약 결합 전기용량이 0으로 접근하거나 또는  $\beta$ 의 값이 증가하면, 엑시톤의 문턱 전압은 단일전자의 문턱전압과 일치하고, 그들의 문턱전압은 결합 솔리톤의 문턱전압보다 더 큰 값을 갖는다는 것을 알 수 있다. 그림에서 보는 바와 같이, 주어진 매개변수  $\beta$ 와  $\eta$ 에 대해서 결합 솔리톤은 어떤 다른 솔리톤 보다 가장 작은 문턱전압을 가지므로 결합 솔리톤 수송이 주어진 모든  $\alpha$ 에 대해 우세할 것으로 예상된다. 그림 2, 3, 4에서 주어진 결과들은  $N=3$ 과 단일접합 터널링인 경우에만 명백하다는 점에 주목해야 한다. 앞에서 논의한 바와 같이, 전하 솔리톤의 문턱전압은 입력·게이트 전기용량  $C_1$  뿐만 아니라 결합 전기용량  $C_C$ , 기생 전기용량  $C_0$ , 접합 전기용량  $C$ 와 같이 계를 특징짓는 매개변수에 의해 영향을 받는다. 덧붙여, cotunneling 효과와 접합의 수  $N$  또한 전하 솔리톤의 문턱전압에 영향을 준다.

그림 5는 세 개의 다른 기생 전기용량인 경우  $\eta=0.05, 1, 5$ 와  $\alpha=\beta=0.5$ 인 경우에 대해서 다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압( $e/C$  단위에서)의 터널 접합의 수  $N$  의존성을 보여준다. 그림 2에서 논의한 바와 같이, 문턱전압은 기생 전기용량의 증가와 함께 감소한다는 것과 수송에서 지배적인 솔리톤에 대한 변화는  $N>3$ 라기 보다 오히려  $N\leq 3$ 인 경우라는 점을 분명히 알 수 있었다. 작은  $\eta$ 값에서,  $N=2$ 와  $N=3$ 인 경우에 대한 전하 솔리톤의 문턱전압을 비교하면,  $N=2$ 인 경우에는 엑시톤 수송이 지배적인 반면,  $N=3$ 인 경우에는 결합 솔리톤 수송이 지배적임을 알 수 있다. 따라서, 접합의 수  $N$ 의 변화는 전하 솔리톤 수송의 변화를 이끌어 낸다. 이것은  $\alpha=\beta=0.5$ 일 경우에는 명백하다. 그림 2, 3, 4에서 예상되는 것처럼, 다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압의  $N$  의존성은  $\alpha$ 와  $\beta$  값에 변화한다는 것을 주목하자.

그림 6는 회로 매개변수들이 각각  $N=10, \alpha=\beta=0.5$ 와  $\eta=0.05, 1, 5$ 로 주어질 때, 다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압의 cotunneling ( $m$ )의 의존성을 보여준다. 그림에서 보여주는 바와 같이, 문턱전압은 기생 전기용량에 따라서 cotunneling에 다양한 종속관계를 가지고 있다. 작은  $\eta(\leq 1)$ 일 경우, cotunneling

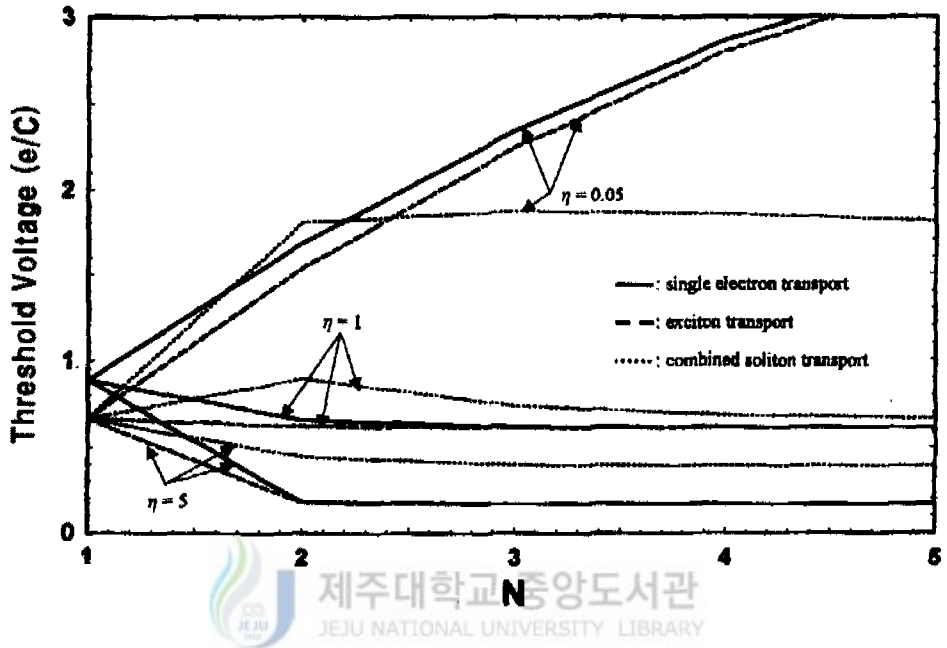


그림 5. Threshold voltages for injecting a charge soliton into the first island of single electron dual-junction-array trap as a function of the number of junction  $N$  at a fixed value of  $\alpha = C_c/C = \beta = C_1/C = 0.5$  and  $\eta = C_0/C = 0.05, 1, 5$ , where  $C_c, C_1, C$ , and  $C_0$  are the coupling capacitance, input gate capacitance, junction capacitance, and stray capacitance, respectively.

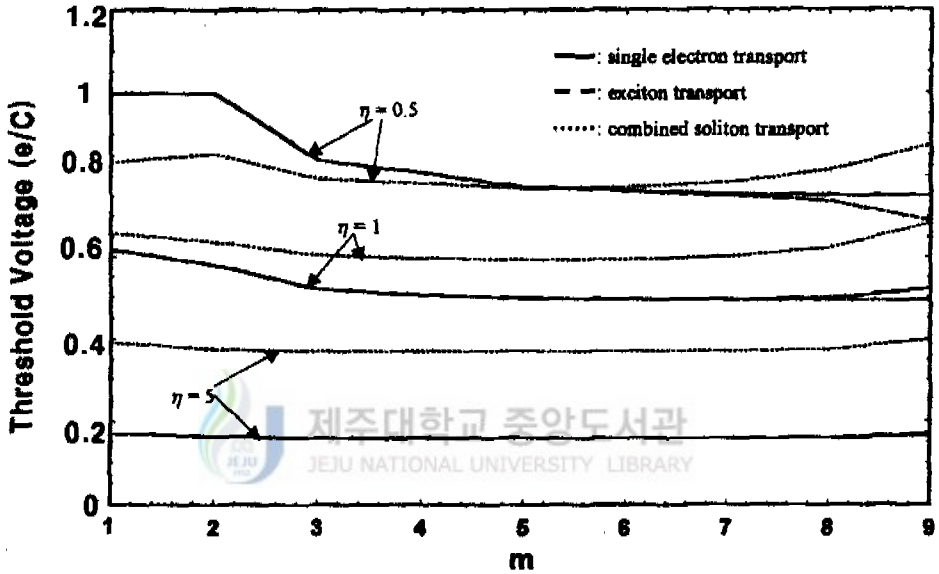


그림 6. Threshold voltages of single electron dual-junction-array trap with ten junctions ( $N=10$ ) on each side as a function of cotunneling ( $m$ ) at  $\alpha = C_c/C = \beta = C_1/C = 0.5$ , and  $\eta = C_0/C = 0.5, 1, 5$ , where  $C_c$ ,  $C_1$ ,  $C$ , and  $C_0$  are the coupling capacitance, input gate capacitance, junction capacitance, and stray capacitance, respectively.

이 증가함에 따라 결합 솔리톤에서 엑시톤으로 지배적인 솔리톤 수송의 변화가 기대된다. 그러나, 기생 전기용량이 증가할 때는 단일전자와 엑시톤의 문턱전압이 거의 같기 때문에, 단일전자나 또는 엑시톤 수송 우세하게 된다는 것을 알 수 있다. 따라서, 솔리톤의 문턱전압은 cotunneling 효과에 의해 영향을 받을 수 있다는 것을 알 수 있다. 이 결과들은  $N=10$ ,  $\alpha=\beta=0.5$ ,  $\eta=0.05, 1, 5$ 의 특별한 경우에 국한된다. 앞의 그림들에서 예상되는 것처럼, 전하 솔리톤의 문턱전압들은  $N, \alpha, \beta, \eta$  값에 의하여 다른 cotunneling 의존성을 보여줄 수 있음에 주목해야 한다.



## VI. 결 론

지금까지, 동일한 기생 전기용량을 가진 단일전자 이중-배열-배열 트랩의 퍼텐셜 윤곽에 대한 정확한 해석적 해를 제시했다. 식 (5)을 토대로, 해석적인 Gibbs 자유에너지 뿐만 아니라 단일전자, 엑시톤, 결합한 솔리톤을 포함한 다양한 전하 솔리톤에 대한 문턱전압을 얻었다. 기생 전기용량, 결합 전기용량, 입력 게이트 전기용량, cotunneling, 터널 접합의 수에 따라 문턱전압의 의존성을 이해하기 위해서 수치적 분석을 수행하였다.

각 배열 측면에 단지 세 개의 터널접합( $N=3$ )인 단일전자 이중-접합-배열 트랩에서 단일 접합 터널링만 허용된 경우에 모든 전하 솔리톤의 문턱전압은 기생 전기용량이 증가할 때 감소함을 알 수 있었다. Amakawa 등[10]에 의해 보고된 것과 같이, 기생 전기용량이 아주 작고 작은 결합 전기용량과 입력 게이트 전기용량인 경우에, 엑시톤 수송이 계에서 지배적으로 일어난다. 그러나, 입력 게이트 전기용량이 증가하면 결합 솔리톤이 가장 작은 문턱전압을 가지므로 계의 수송기구에 서 지배적이 된다. 따라서, 기생 전기용량이 없을 때, 계에서 지배적인 솔리톤은 입력 게이트 전기용량에 따라 단일전자 또는 단일 엑시톤일 수 있다. 작은 기생 전기용량에서 문턱전압의 큰 변화가 기대 되지만 큰 기생 전기용량에서는 문턱전압은 거의 일정하다. 결론적으로, 입력 게이트 전기용량이 접합 전기용량과 같을 때, 수송에서 지배적인 솔리톤은 기생 전기용량에 따라 결합 솔리톤, 단일전자, 엑시톤 일 수 있고, 또한, 특정 결합 전기용량에 대해서는 기생 전기용량과 입력 게이트 전기용량에 따라 지배적인 솔리톤은 결합 솔리톤과 단일전자이거나 또는 엑시톤일 수 있다.

가장 작은 문턱전압을 가지는 다양한 전하 솔리톤은 터널접합의 수가 변함에 따라 기생 전기용량, 입력 게이트 전기용량 그리고, 결합 전기용량의 특정한 값에

서 또한 기대된다. 특히,  $\alpha = \beta = 0.5$ 인 경우에 대해서 수송에서 지배적인 솔리톤에 대한 변화는  $N > 3$ 라기 보다 오히려  $N \leq 3$ 인 경우라는 점이다. 작은  $\eta$ 값에서,  $N=2$ 와  $N=3$ 인 경우에 대한 전하 솔리톤의 문턱전압을 비교하면,  $N=2$ 인 경우에는 엑시톤 수송이 지배적인 반면,  $N=3$ 인 경우에는 결합 솔리톤 수송이 지배적임을 알 수 있다. 따라서, 접합의 수  $N$ 의 변화는 전하 솔리톤 수송의 변화를 이끌어 낸다. 더구나, 기생 전기용량에 민감한 cotunneling의 효과는 계에서 지배적인 솔리톤을 결정하는데 중요한 역할을 한다. 작은 기생 전기용량 경우, cotunneling이 증가함에 따라 지배적인 솔리톤 수송이 결합 솔리톤에서 엑시톤의 변화가 기대된다. 그러나, 기생 전기용량이 증가할 때는 단일전자와 엑시톤의 문턱전압이 거의 같기 때문에, 단일전자나 또는 엑시톤 수송 우세하게 된다. 따라서, 결합 전기용량  $C_c$ , 기생 전기용량  $C_0$ , 접합 전기용량  $C$ , 입력 게이트 전기용량  $C_1$ , 접합의 수, 그리고 cotunneling과 같은 계를 특징짓는 매개변수에 따라 다양한 전하 솔리톤 수송이 있을 것으로 기대된다.

결론적으로, 동일 기생 전기용량들을 가지고 바이어스가 걸린 단일전자 이중-접합-배열 트랩에 전하 수송의 연구에서, 정전기 문제를 정확히 다루는 게 필요하다. 본 논문에서 고찰된 정량적 결과는 앞으로 수행될 실험에 유용한 정보를 제공하리라고 판단된다.

## 참 고 문 헌

- [1] Likharev K K 1988 IBM J. Res & Dev. **32**, 144.
- [2] Averin D V, Korotkov A N and Nazarov Yu V 1991 Phys. Rev. Lett. **66**, 2818.
- [3] Grabert H and Devoret M H (eds) 1992 *Single Charge Tunneling (NATO ASI Series B)* p. 249 (New York: Plenum Press) chap. 7 and references therein.
- [4] Averin D V, Odintsov A A and Vyshenskii S V 1993 J. Appl. Phys. **73**, 1297.
- [5] Bauernschmitt R and Nazarov Y V 1993 Phys. Rev. **B47**, 9997.
- [6] NakaBato K, Blaikie R J and Ahmed H 1994 J. Appl. Phys. **75**, 5123.
- [7] Dresselhaus P D, Ji L, Han S, Lukens J E and Likharev K K 1994 Phys. Rev. Lett. **72**, 3226.
- [8] Fonseca L R C, Korotkov A N, Likharev K K and Odintsov A A 1995 J. Appl. Phys. **78**, 3238.
- [9] Hu G Y, O'Connell R F, Kang Y B and Ryu J Y 1996 Int. J. Mod. Phys. **B10**, 2441.
- [10] Amakawa S, Fujishima M and Hoh K 1996 *Dual-junction-array single electron trap* in the Electrochemical Society October meeting, vol **96-2**, 572.
- [11] Matters M, Versluys J J and Mooij J E 1997 Phys. Rev. Lett. **78**, 2469.
- [12] Matsuoka K A, Likharev K K, Dresselhaus P, Ji L, Han S and Lukens J 1997 J. Appl. Phys. **81**, 2269.
- [13] Ryu Jai Yon, Lee Sang Chil, Hu G Y, and Ting C S, 2000 J. Phys. **C12**, 4641.

[Abstract]

## **Charging Energy and Threshold Voltage for a Single Electron Dual-Junction-Array Trap**

**Kim, Han-Kook**

*Physics Education Major*

*Graduate School of Education, Cheju National University*

*Cheju, Korea*

*Supervised by Professor Kang, Young-Bong*

We present an exact analytical solution to the electrostatic problem of the biased single electron dual-junction-array trap, which consists of equal stray capacitances  $C_0$ , equal junction capacitances  $C$ , equal input gate capacitances  $C_1$ , and coupling capacitance  $C_C$ . The threshold voltages are investigated for various charge solitons including a single electron, an exciton, and a combined exciton and single electron. Our results show that their threshold voltages have a strong dependence on cotunneling,  $C_0/C$ ,  $C_1/C$ ,  $C_C/C$ , and the number of junction, and that various charge soliton transports take place according to these parameters. Previous discussions in the literature have neglected the effect of the stray capacitance but we find that the effect plays an important role on the charge soliton transport.

---

\* A thesis submitted to the Committee of the Graduate School of Education, Cheju National University in partial fulfillment of the requirements for the degree of master of Education in August, 2000.