

양자중속레이저의 현황과 전망

Trend of Quantum-Cascade Laser

윤두협 (D.H. Yoon)	테라전자소자팀 책임연구원
유용구 (Y.G. Yoo)	테라전자소자팀 선임연구원
류한철 (H.C. Ryu)	테라전자소자팀 연구원
이승권 (S.K. Lee)	테라전자소자팀 위촉연구원

목 차

-
- I . 서론
 - II . 양자중속레이저의 디자인과 성능
 - III . 최근의 약진
 - IV . 향후 전망

밴드구조 엔지니어링과 분자선 에피택셜 성장법에 의해 실현된 양자중속레이저는 유럽, 미국을 중심으로 활발한 연구가 진행되고 있으며, 눈부신 발전을 거듭해왔다. 최근, 중적외선 영역에서의 실온 연속 레이저 발진과 테라헤르츠 영역에서 파장이 약 $100\mu\text{m}$ 를 넘는 레이저 발진이 실현되어 큰 주목을 끌고 있다. 본 고에서는 발광층 디자인을 중심으로 양자중속레이저의 원리 및 성능에 대하여 소개한 후, 이 분야에 있어서 지금까지 이루어진 기술적인 약진에 대하여 기술한다.

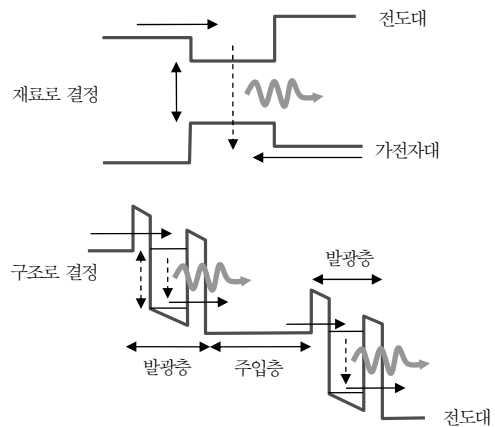
I. 서론

양자중속레이저(QCL)는 반도체 양자우물구조의 서브밴드(sub-band) 사이의 광학(전자-정공) 천이(遷移)를 이용한 레이저로서, 발광층을 다단으로 연결한 그리고 특이한 활성구조를 사용한 것으로, 광자(photon) 에너지의 작은 파장 영역에 있어서도 고출력이 얻어지기 때문에 장파장·소형·고출력 광원으로 각광을 받고 있다[1]. 양자우물구조의 서브밴드간 광학천이를 이용하는 레이저는 일본의 Esaki 와 Tsu 등이 초격자 구조를 제안한 직후[2], 1971년에 Kazarinov와 Suris에 의하여 제안되었다[3]. 이후 서브밴드간 적외선 광검출기에 대한 제안도 있었고[4], 양자우물구조의 서브밴드간 광학천이를 이용한 발광소자에 대한 연구는 활발하게 이루어져, 수많은 이론적 고찰에 대한 연구도 이루어졌지만 [5],[6], 실험적으로는 극성종광학(極性縱光學: LO) 포논 산란에 의한 서브밴드간 비방사(非放射) 재결합 시간이 매우 짧은 것이 원인이 되어, 관측된 발광 에너지는 LO 포논의 에너지보다도 작은 영역에 한정된다[7],[8]. 이 영역에서는 전자-전자 산란과 음향 포논 산란이 비방사 재결합의 주된 원인이고, 재결합시간은 LO 포논 산란이 지배적인 경우보다도 약 2 order 정도 느려진다는 것이 알려졌다[8]. 양자우물구조 서브밴드간 광학천이를 이용한 발광소자의 연구개발에서 커다란 약진(break-through)을 이룬 것이 1994년에 J. Faist와 F. Capasso 등이 구현한 양자중속레이저이다[1].

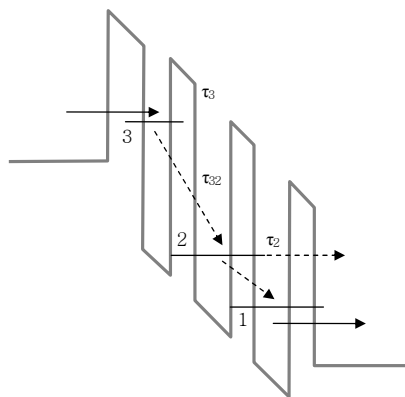
그들은 발광층에 결합된 양자우물을 사용하여, 서브밴드간 완화 시간 및 격자진동 강도를 교묘하게 미세제어하고, 발광층을 폭포처럼(cascade) 다단으로 적층시킨 구조를 사용하여 레이저 발진에 성공하였다. 그 이후 양자중속레이저에 대한 연구는 미국과 유럽연합을 중심으로 활발히 연구되어 큰 발전을 이루었다. 현재는 파장 4~13 μ m의 중적외선 영역에서 실온동작이 가능한 유일한 반도체레이저이며, 환경계측이나 화학·생체·의료용 분광분석 광원으로 사용 응용이 기대되고 있다. 본 고에서는 발광층 디자인을 중심으로 양자중속레이저의 원리 및 성능에 대하여 소개하고[9],[10], 최근 큰 토픽이 되고 있는 실온 연속 레이저 발진과 THz 영역에서의 레이저 발진에 대해서 소개한 뒤, 마무리로 향후 전망을 소개하고자 한다.

II. 양자중속레이저의 디자인과 성능

양자중속레이저의 활성영역은 (그림 1)에 나타낸 바와 같이, 광을 방출하는 발광층, 발광층과 발광층을 연결하는 주입층이 폭포수처럼 다수 적층된 구조



(그림 1) 통상적인 p-n 접합 반도체 레이저와 양자중속레이저의 차이



(그림 2) 3개의 서브밴드를 가지는 양자우물구조 레이저 모델. J 는 주입 전류, τ_2 , τ_3 는 서브밴드 2와 3의 수명, τ_{32} 는 서브밴드 3으로부터 서브밴드 2로의 완화시간(relaxation time)이다.

로 구성된다[1]. 이러한 레이저는 통상적인 밴드간 천이를 이용하는 반도체 레이저와는 달리 서브밴드 간 천이를 이용하기 때문에 발광에너지는 구성재료 보다는 구조에 의하여 결정된다. 발광층의 수만큼 광자를 방출하는 것이 가능하기 때문에 얻을 수 있는 광 출력은 발광층의 수에 비례하여 증가한다. 여기서 간단하게 (그림 2)에 나타낸 바와 같이 3개의 서브밴드 모형을 사용하여 발광층 내부에 어떤 조건이 형성되면 전하 반전분포(反轉分布)가 형성되는지에 대하여 고려해 보았다. 서브밴드 3 및 서브밴드 2의 캐리어 수에 대한 연속 방정식을 세우면 식 (1), (2)와 같다.

$$\frac{dn_3}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{n_3}{\tau_3} \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (2)$$

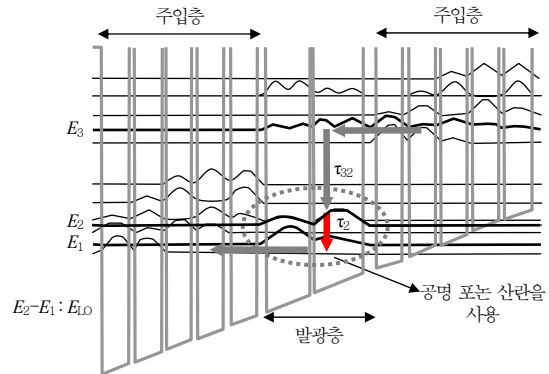
여기서 J 는 주입전류, n_3, n_2 는 서브밴드 3 및 서브밴드 2의 캐리어 수, τ_3, τ_2 는 서브밴드 3 및 서브밴드 2의 수명, τ_{32} 는 서브밴드 3으로부터 서브밴드 2로 천이할 때의 완화시간을 나타낸다.

한편, 식 (2)로부터 $n_3 - n_2$ 의 정상해를 구하면,

$$n_3 - n_2 = \frac{J}{e} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \quad (3)$$

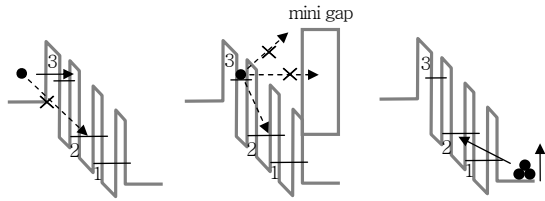
이 된다. $\tau_{32} > \tau_2$ 의 경우, 다시 말해 서브밴드 3으로부터 서브밴드 2로 캐리어가 완화되는 시간보다도 서브밴드 2로부터 다른 서브밴드로 완화되는 시간이 빠르면, 서브밴드 3과 서브밴드 2 사이에서 반전분포가 형성된다. 이 조건은 주로 서브밴드 2의 수명을 짧게 하면 실현되는데, (그림 3)에 나타낸 바와 같이 서브밴드 2와 서브밴드 1의 에너지 차를 종방향광학(LO) 포논 에너지와 일치시키고, 공명적으로 포논 산란을 일으켜 캐리어의 완화를 유도하는 방법 [1],[11]과 초격자 미니밴드 내부의 고속 완화를 사용하는 방법[12] 등이 지금까지 사용되어 왔다.

서브밴드간에서 반전분포를 효율적으로 형성하기 위해서는 주입되는 전체 캐리어가 원하는 경로를 통해서 발광하는 것이 중요하므로 가능한 한 누설경



(그림 3) 발광층 및 전류 주입층의 설계 예. 서브밴드 2(E2)와 서브밴드 1(E1)의 에너지 차이를 광학 포논 에너지 값과 일치시켜 공명 포논 산란에 의하여 서브밴드 2의 수명을 짧게 하였다. 주입층으로부터 발광층 서브밴드 3(E3)에 주입된 캐리어가 서브밴드 2로 relaxation되는 경우 THz 발광이 이루어진다. 서브밴드 2로 완화된 캐리어는 공명 포논 산란에 의하여 급속하게 서브밴드 1로 완화되기 때문에 반전분포가 형성된다. 통상적인 구조에서는 τ_{32}/τ_2 가 10배 정도 차이가 나도록 설계한다.

로(leak-pass)를 없애는 것이 필요하다. 캐스케이드(양자중속) 구조 내에서 캐리어가 누설되는 경로로는 (그림 4)의 (a), (b)에 표시한 바와 같이, ① 주입층으로부터 캐리어가 직접 발광층의 서브밴드 2로 완화되는 경로 및 ② 서브밴드 3의 캐리어가 인접한 주입층으로 누설되는 경로가 있다. 양자중속 레이저는 구조 설계를 통하여 전자의 파동함수를 제어하고, 앞에서 기술한 (전류) 누설 경로를 작게 한다. 실제 구조에서는 주입층과 서브밴드 3의 파동함수 수의 공간적인 중첩을 증가시키고 동시에, 주입층과 서브밴드 2 및 1의 파동함수의 중첩을 작게 함으로써 조건 ①과 관련된, 또한 인접한 주입층 내에 형성된 미니 갭에서 서브밴드 3의 파동함수의 배어나움을 작게 함으로써 조건 ②와 관련된 누설을 감소시킨다[13]-[15]. 실온에서도 반전분포를 효율적으로 형성하기 위해서는 (그림 4a, b)에 나타낸 경로에서의 캐리어 누설을 방지함과 동시에, (그림 4c)에 나타낸 바와 같이 서브밴드 2와 주입층 바닥의 서브밴드 간의 에너지 간격(차이)을 크게 하는 것이 중요



(a) 서브밴드 3(여기 준위)로의 주입효율의 증가 (b) 서브밴드 3(여기준위)로부터의 leak를 방지 (c) 주입층으로부터 열 재분포의 영향을 작게 함

(그림 4) 고성능화를 위한 point. (a), (b)에 표시된 바와 같이 캐리어의 누설을 방지하기 위하여 반전분포 형성이 쉽게 되어, 임계전류밀도의 감소 및 기울기 효율의 증가로 연계된다. 또한 고온 동작을 위해서는 (a), (b) 이외에도 (c)에 나타난 바와 같이 캐리어의 열적 재분포를 억제할 필요가 있다.

하다[14]. 이것은 온도상승에 따라 주입층으로부터 서브밴드 2로 캐리어가 열에 의해 재분포를 겪을 때 반전분포가 감소하기 때문이고, 증적외선 영역의 양자중속레이저에서는 이 간격(서브밴드 2와 주입층 바닥의 서브밴드간 간격)을 약 100meV 정도가 되도록 설계하고 있다.

이상 설명한 발광층 및 주입층을 기본으로, 주기수(cycle number)가 1주기로부터 100주기를 넘는 양자중속레이저가 제작되고 있다. 발진이 확인된 재료는 GaInAs/AlInAs, GaAs/AlGaAs 및 InAs/AlSb의 세 가지 재료로서, 증적외선 영역에서는 발명 초기부터 사용되었던 GaInAs/AlInAs/InP가 현재로서는 최고의 성능을 보인다. 지금까지 보고되고 있는 레이저의 발진 파장은 3.4~24 μ m, 최고동작온도는 400K 이상(연속 발진 최고온도, 333K), 실온에서의 문턱전류밀도는 1.2kA/cm²로서 상당히 높은 성능이 얻어지고 있다[16],[17]. 또한 최고 평균출력은 실온에서 1W를 넘었고, 발진선폭도 150kHz 정도로 좁은 선폭이 보고되고 있다[18]. 특히 높은 성능을 보이는 파장 5 μ m 및 10 μ m대의 양자중속 레이저는 현재 시판되고 있는 상태로까지 발전하였다[19]. 또한 THz 영역에서는 GaAs/AlGaAs를 사용하여 현재까지 발진파장은 67~140 μ m, 동작온도는 액체질소온도 정도, 저온에서의 평균출력이 약 10

mW 정도인 레이저가 개발되고 있다.

Ⅲ. 최근의 약진

1. 실온 연속 발진

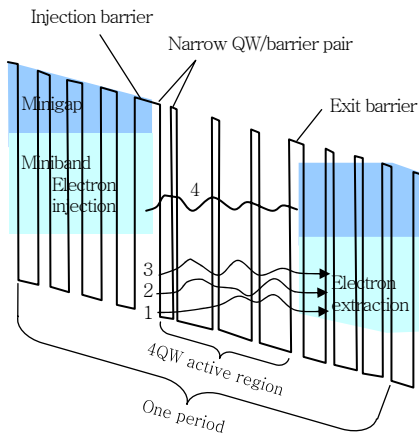
양자중속레이저의 비방사재결합시간은 피코초 오더(pico second order)의 완화시간을 가지는 종방향광학(LO) 포논 산란에 의하여 결정되기 때문에 통상적인 반도체 레이저와 비교하면 문턱 전류밀도 값이 높으므로 연속 발진시킬 때는 소자의 발열이 아주 크게 문제된다. 본 고에서는 간단한 모델을 사용하여, 연속 발진을 위해서는 어떤 방법을 사용하는 것이 좋을지에 대하여 연구하였다. 연속 발진시 문턱전류값에 대한 활성영역의 온도(T_{act})는 $T_{act} = T_{sub} + J_{th} V_{op}/G_{th}$ 로 나타낼 수 있으며, 발열에 의하여 히트싱크(heat-sink)의 온도보다도 높게 된다. 여기서 T_{sub} 는 히트싱크의 온도, V_{op} 는 문턱전류밀도를 가한 경우의 전압, G_{th} 는 활성영역의 열 전도(컨덕턴스)이다. 또한 문턱전류밀도 J_{th} 는 특성온도 T_0 일 때의 문턱전류밀도 J_0 를 사용하여 $J_{th} = J_0 \exp(T_{act}/T_0)$ 로 나타낸다. 이상으로부터 히트싱크 온도 T_{sub} 는

$$T_{sub} = \left[\ln \left(\frac{T_0 G_{th}}{J_0 V_{op}} \right) - 1 \right] \quad (4)$$

로 되고, 동작온도를 높이기 위하여 ① 高 T_0 , ② 低 J_0 (파장이 결정되면 V_{op} 가 결정되기 때문에 V_{op} 는 거의 일정한 값을 가진다), ③ 高 G_{th} 가 필요하다.

스위스 뉴크사테르대학의 M. Beck, J. Faist 등은 실온 연속 발진[9]으로 나가기 위한 高 T_0 , 低 J_0 를 실현하기 위하여 (그림 5a)에 나타난 바와 같이 4개의 양자우물로 구성된 발광층을 제안했다[9],[20]. 재료는 InP 기판 위의 GaInAs/AlInAs 초격자이고, 발광층과 주입층의 주기 수를 35주기로 하였다. 발광은 서브밴드 4와 3 사이에서 일어나고, 앞장에서 기술한 바와 같이 발광층 내부에서 가장 좁은 양자우물의 파동함수는 주입층의 파동함수와 강하게 결합하는 것에 의해 캐리어가 주입층으로부터 직접 서

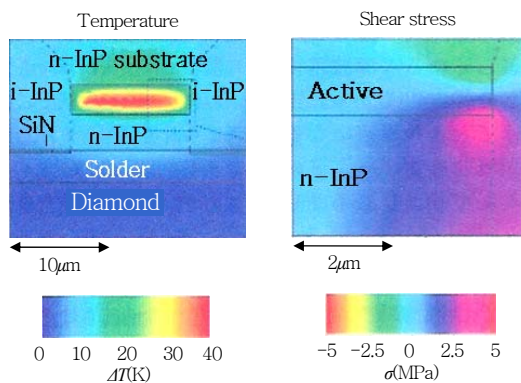
브밴드 3, 2, 1 방향으로 완화되는 것을 방지하고, 서브밴드 4의 주입효율을 증가시킨다. 또 캐리어 이동의 병목현상에 의한 서브밴드 3의 장수명화를 방지하기 위하여 서브밴드 3과 2 이외에 서브밴드 2와 1의 에너지 차이도 종방향광학(LO) 포논 에너지와 일치시켜, 캐리어를 서브밴드 3뿐만 아니라 서브밴드 2로부터도 고속으로 빠져 나오게 하는 것이 가



(a) 발광층과 주입층의 밴드 다이어그램. 발광층은 4개의 양자우물 구조를 결합한 구조이고, THz 발광은 서브밴드 4와 서브밴드 3 사이에서 발생한다.

능하다. 이런 4개의 양자우물로 구성된 발광층에서 관측되는 J_0 는 $560\text{A}/\text{cm}^2$, T_0 는 171K 로서, 지금까지 보고된 결과치 가운데 최고로 좋은 값의 하나이다.

다음에 이들 연구자는 높은 G_{th} 를 달성하기 위하여 활성영역을 열전도율이 큰 InP로 채운 도파로구조를 채용하였다[9],[21]. (그림 5b)에 나타난 바와 같이, 분자선결정성장(MBE) 장치를 사용하여 InP 기판 상에 GaInAs 도파로층과 GaInAs/AlInAs 활성영역을 성장하고, 일단 MBE 성장 챔버로부터 끄집어 낸다. 이어서 습식식각(wet-etching)으로 스트립(strip) 구조를 형성한 후, 유기금속기상성장(MOCVD) 법으로 InP를 재성장하고 스트립도파로 내부에 InP가 채워진 레이저를 제작하였다. 이러한 레이저의 실온 연속 발진시, 문턱전류밀도는 $4.3\text{kA}/\text{cm}^2$, 발진파장은 $9.1\mu\text{m}$, 광출력은 17mW 였다. 또한 레이저 발진은 312K 에서 관측되었다. 이후 실온 연속 발진은 미국 Northwest 대학의 S. Slivken 및 M. Razeghi 등에 의하여 보고되었고[22], 현재 파장 $9.0\mu\text{m}$ 대역뿐만 아니라 $5.0\mu\text{m}$ 대역에서도 실온 연속 발진이 보고되었다[23].



(b) 전류 제한 도파로 구조를 가지는 레이저 발진에 있어서 온도 분포의 계산 결과. 전류 유입에 의한 활성 영역의 온도가 주위의 온도보다 높아지는 것이 확인된다.
(c) Heat-sink와 활성 영역의 온도차이에 의하여 발생된 구조 변형의 계산 결과

(그림 5) M. Beck와 J. Faist 등이 실온 연속 발진에 성공한 레이저 구조

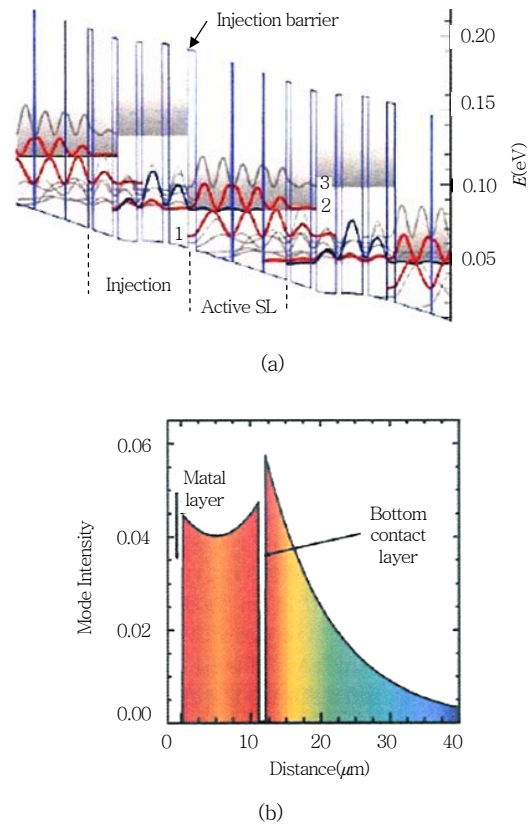
● 용어해설 ●

분자선결정성장(Molecular Beam Epitaxy)법: 분자선 결정성장(MBE)법은 수 Å(angstrom) 단위의 매우 얇은 두께의 성장층을 제어하기 위한 성장기법으로서, 기본구성은 결정성장 시에 성장챔버 내부의 불순물로 인한 성장층오염을 방지하기 위하여, 10^{-10} Torr 이하의 고진공을 유지하기 위한 진공부, $\pm 1^\circ\text{C}$ 이내로 미세 온도제어가 가능한 effusion cell, 성장챔버로 유입되는 성장 원소(예를 들면, Ga, As, Al, dopant)의 분산속도 제어를 위한 이퓨전 셀의 히터 및 on/off 제어를 통하여 이퓨전 셀로부터 나오는 성장 원소의 유량을 제어하는 셔터(shutter) 등으로 구성된다. 양자중속 레이저 기반의 THz 광원은 GaAs/AlGaAs 양자우물구조의 서브밴드간 광학천이(전자-정공 천이)를 이용한 레이저로서, 분자선결정성장(MBE) 기법을 사용하여 수 Å 정도의 두께를 갖는 GaAs/AlGaAs 양자우물구조를 다층(수십~수백 층)의 활성 구조로 성장하여, THz파 대역(광자 에너지가 아주 작은 영역)용 고출력의 광원을 얻을 수 있음.

2. THz 대역용 양자종속레이저

III장 1절에서 기술한 중적외선 영역의 소자와 비교하여, THz 영역에서는 장파장화에 따라 자유 캐리어 흡수에 의한 손실이 증대되어 선택적으로 원하는 서브밴드에 캐리어를 주입하는 것이 곤란하기 때문에 소자 설계가 어려워진다. 도파로 손실에 관해서는 손실이 50cm^{-1} 정도 된다는 보고도 있어[24], 애초부터 THz 영역에서 발진을 올리는 데 큰 장애요인이 될 것으로 생각되었다. 또 이러한 파장영역에서는 서브밴드의 에너지 간격이 종방향광학(LO) 포논 에너지보다도 작아지기 때문에, 비방사재결합 메커니즘이 LO 포논 산란으로부터 전자-전자 산란으로 변한다는 것이 큰 특징이다. 이탈리아 NEST-INFM의 R. Köhler, A. Tredicucci 등은 몬테카를로 시뮬레이션에 의한 전자전송 계산을 수행하여, (그림 6a)에 나타낸 바와 같이 GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As 초격자 구조에 대하여 전자-전자간 산란을 고려하면, THz 영역에 있어서 반전분포가 형성되는 것이 밝혀졌다[10],[25].

이 구조에서는 여기 미니밴드의 기저상태에 해당하는 서브밴드(그림에서 서브밴드 2)와 기저 미니밴드의 정점에 해당하는 서브밴드(서브밴드 1) 사이에서 발광이 일어난다. 전자-전자 산란에 의한 서브밴드 2로부터 서브밴드 1로 탄성적으로 완화되면, 서브밴드 1로부터 주입층의 기저(바닥) 서브밴드(서브밴드 g)까지의 에너지가 LO 포논 에너지보다도 크게 되므로, 서브밴드 2의 캐리어를 LO 포논 산란에 의하여 고속으로 완화시키는 것이 가능해진다. 또한 몬테카를로 시뮬레이션 계산 결과로부터 주입전류 밀도가 1kA/cm^2 정도 될 때까지는 주입층과 발광층 사이의 터널링 현상이 없어지지 않아 반전분포를 형성하는 데 충분한 전류를 흘리는 것이 가능하다. R. Köhler, A. Tredicucci 등은 도파로 구조로서 활성영역을 n⁺-GaAs 전극층 양쪽에 끼운 구조를 제안하였다. (그림 6b)에 TM₀ 모드 분포의 계산결과를 실었다. n⁺-GaAs는 고농도 도핑에 의하여 굴절률이 부(negative)로 된다. 기판층의 n⁺-GaAs 전



(그림 6) (a) R. Köhler, A. Tredicucci 등에 의하여 실현된 THz 양자우물구조 레이저의 발광층 및 주입층의 디자인과 (b) 도파로 구조의 모드(TM₀) 분포의 계산 결과. 발광층은 서브밴드 2와 서브밴드 1 사이에서 발생한다. 몬테카를로 전산 모사 계산 결과로부터 $\tau_2 = 0.8\text{ps}$, $\tau_1 = 8.3\text{ps}$, $\tau_1 = 2.2\text{ps}$ 가 되어, $\tau_2 > \tau_1$ 의 반전분포 형성조건을 만족한다. 활성영역은 표면 금속 및 표면층 n⁺-GaAs 전극층과 하부 n⁺-GaAs 전극층 사이에 위치하여 104개의 주기를 가지는 발광층과 전류 주입층으로 구성된다. 이런 구조에서는 기판층으로 전자계 분포가 넓어진다. 따라서 자유 캐리어의 흡수를 피하기 위하여 기판으로 반절연성 GaAs 기판이 사용된다.

극층은 TM 모드의 전자계(電磁界)를 이 전극층 부근으로 국재화시켜(localization), 활성영역과의 중복(overlap)을 증대시킨다. 또한 표면층의 광감금을 위해서는 n⁺-GaAs 전극층과 증착한 금속(Au) 박막을 사용하였다. 2002년에 이들은 이런 레이저 구조

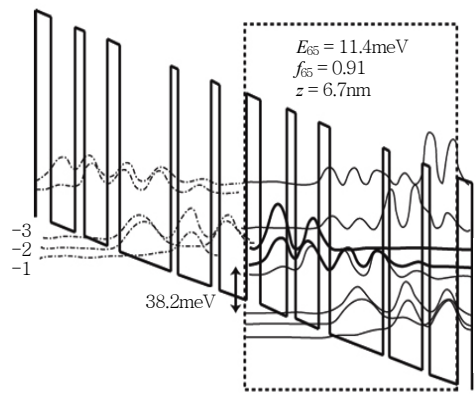
를 사용하여, 세계 최초로 THz 영역용 전류주입형 반도체 레이저를 구현하였다. 관측된 발진파장은 온도 8K에서 $67\mu\text{m}$, 문턱전류밀도는 $290\text{A}/\text{cm}^2$, 광출력은 2mW , 펄스 최고 동작온도는 50K였다. 그 이후, 유럽과 미국을 중심으로 활발하게 THz 영역용 양자중속레이저의 연구가 수행되어 지금까지 총 4개의 다른 활성영역을 가지는 레이저 발진이 관측되었다[26]-[28].

현재로서는 레이저 발진파장영역은 $67\sim 140\mu\text{m}$ ($4.4\sim 2.2\text{THz}$), 문턱전류밀도가 $100\sim 500\text{A}/\text{cm}^2$ 정도, 광출력은 저온에서 10mW (연속발진시), 최고 동작온도는 100K를 넘는 동작특성이 얻어지고 있다 [29]-[38]. 특히, 높은 온도특성을 얻은 결과로서, 미국 MIT의 Williams, Hu 등으로부터 보고된 LO 포논산란에 의해 캐리어를 뽑아내는 방법을 사용한 구조이다[27]. Williams, Hu 등은 (그림 7a)에 나타난 바와 같이, 서브밴드간 발광시킨 후 발광층 바닥(基底) 서브밴드(그림 중의 서브밴드 5)로부터 캐리어를 공명 LO 포논 산란에 의하여 고속으로 완화시키는 구조를 사용하였다. 이런 구조에서는 ① 발광층 기저 서브밴드(서브밴드 5)로부터 직접 고속으로 캐리어가 빠져 나오는 것이 가능하기 때문에 이 과

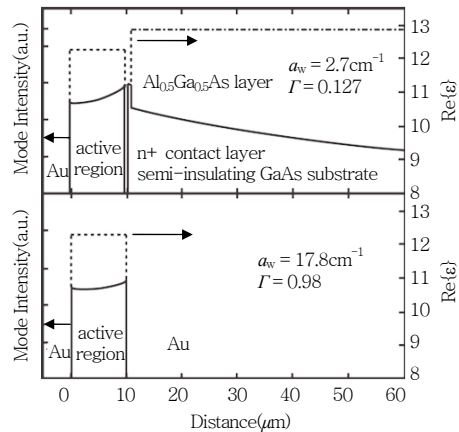
정은 주변의 전자농도 및 온도에 그다지 의존하지 않고, ② 주입층 기저 서브밴드(서브밴드 1)와의 에너지 차이가 LO 포논 에너지 정도로 크기 때문에 고온 작동에 적합하다. 이들 연구자는 R. Köhler, A. Tredicucci 등과는 달리, (그림 7b)에 나타난 바와 같이 활성영역의 양측을 금속으로 끼운 도파로 구조를 제안하여, 매우 높은 광잠금계수와 저손실 효과를 동시에 구현하였다[34]. 이들 그룹은 파장 약 $100\mu\text{m}$ 에서 펄스 동작 시의 최고온도 160K, 연속발진에서도 최고 온도 117K를 달성하였고, 동작온도에 관한 한 다른 구조와 비교할 때 매우 높은 성능을 실현하였다[38].

IV. 향후 전망

이상에서 최근까지 이 분야에서 비약적인 약진이 이루어진 실온 연속 발진 및 THz 영역에서의 레이저 발진에 관한 두 가지 토픽에 대하여 소개하였다. 파장 $5\sim 10\mu\text{m}$ 의 중적외선 영역에서는 동작온도도 실온 이상이고, 평균 출력도 와트 수준으로서 이미 실용화 단계에 도달해 있다. 하지만 실온 연속 발진의 동작온도에 관해서는 활성영역과 히트싱크의 온



(a) 발광은 그림의 서브밴드 6과 서브밴드 5 사이에서 발생한다. 서브밴드 5와 서브밴드 3 사이의 에너지 간격은 종방향광학 포논 에너지와 거의 일치하도록 설계하였다. 이 구조에 의하여 THz 영역에서 최고 동작온도인 160K로 레이저 동작이 실현되었다.



(b) Williams, Hu 등의 연구그룹에 의하여 보고된 금속으로 활성영역을 가둔 도파로 구조. R. Köhler, A. Tredicucci 등에 의하여 제안된 도파로 구조와 비교할 때, 손실은 커졌지만 아주 높은 전류 제한 효과를 얻었다는 특징이 있다.

(그림 7) Williams, Hu 등이 보고한 종방향광학 포논에 의한 캐리어의 유출에 근거한 발광층 및 전류 주입층의 설계

도 차가 60에서부터 80K 정도까지 도달한 보고가 있고[9], 개선해야만 할 과제 중의 하나이다. 소자의 T_0 값이 거의 이론치에 육박해 있는 반면 문턱전류밀도는 이론치의 약 1.5배 정도로 낮아진 것이 보고되고 있고, 활성층의 개선을 통하여 문턱전류밀도를 더욱 감소시키면 동작온도를 더욱 향상시킬 수 있을 것으로 기대된다.

또 증적외선 영역에 관해서는 단파장화하는 경향이 있고, 파장 $3\mu\text{m}$ 에서의 레이저 발진을 목표로 GaInAs/AlAsSb[39],[40], InAs/AlSb[41] 등의 전도대 band offset 에너지 값이 큰 재료의 연구가 현재 왕성하게 전개되고 있다. THz 영역에서는 2002년 이래 눈부신 발전을 거듭하여 향후 동작온도의 상승과 장파장화를 중심으로 연구가 진행될 것으로 보인다. 동작온도를 제한하는 요인으로서는 온도 상승에 따라, 여기 서브밴드의 캐리어가 열적으로 여기되고, LO 포논 에너지 이상의 에너지를 가지게 되어 비방사재결합 시간이 단축되면 주입층과 발광층 사이의 터널링 현상이 증적외선과 비교하여 쉽게 없어지기 때문에, 문턱전류가 낮은 온도에서 부정(負性) 미분저항(NDR)이 나타나 (문턱) 전류값을 넘어가 버리는 현상이 나타난다. 또한, 장파장화 실현을 제한하는 요인의 하나로 서브밴드의 에너지 간격이 좁아짐에 따라 원하는 위치의 서브밴드에 선택적으로 캐리어를 주입하는 것의 어려움을 들 수 있다. 어떤 파장영역에서도 특성을 개선하기 위해서는 발광층 및 주입층의 디자인에서 새로운 약진이 필요하겠지만, 그 동안 주로 구조 설계에 치중하여 연구가 진행되어 온 경위를 따라가 보면 장파장을 가지는 양자중속레이저를 개발하는 것이 결코 용이한 일이 아니다. 최근 양자중속 레이저의 특성이 구조뿐만 아니라 구성재료에도 크게 의존하는 것에 주목해 연구를 진행하여 큰 광이득 계수를 가지면서 높은 포텐셜을 보이는 InAs/AlGaSb를 사용하여 낮은 문턱전류발진 등의 양호한 특성을 얻을 수 있었다[41],[42]. 향후 보다 나은 성능향상을 위하여 구조 설계와 재료 설계를 융합한 새로운 연구를 통하여 커다란 약진을 기대한다.

약 어 정 리

LO	Longitudinal Optical
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MOCVD	Metal Organic Chemical Vapor Deposition
NDR	Negative Differential Resistance
QCL	Quantum Cascade Laser
TM	Transverse Magnetic

참 고 문 헌

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho, "Quantum Cascade Laser," *Science*, Vol.264, 1994, p.553.
- [2] L. Esaki and R. Tsu, "Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors," *IBM J. Res. Develop.*, Vol.14, 1970, p.61.
- [3] R.F. Kazarinov and R.A. Suris, "Possibility of Amplification of Electromagnetic Waves in a Semiconductor with a Superlattice," *Sov. Phys. Semicond.*, Vol. 5, 1971, p.207.
- [4] L. Esaki and H. Sakaki, "New Photoconductor," *IBM Tech. Disc. Bull.*, Vol.20, 1977, p.2456.
- [5] H.C. Liu, "A Novel Superlattice Infrared Source," *J. Appl. Phys.*, Vol.63, 1988, p.2856.
- [6] F. Capasso, K. Mohammed, and A.Y. Cho, "Resonant Tunneling Through Double Barriers, Perpendicular Quantum Transport Phenomena in Superlattices, and Their Device Applications," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol.22, 1986, p.1853.
- [7] E. Gornik and D.C. Tsui, "Voltage-Tunable Far-Infrared Emission from Si Inversion Layers," *Phys. Rev. Lett.*, Vol.37, 1976, p.1425.
- [8] M. Helm, P. England, E. Colas, F. Derosa, and S.J. Allen, Jr, "Intersubband Emission from Semiconductor Superlattices Excited by Sequential Resonant Tunneling," *Phys. Rev. Lett.*, Vol.63, 1988, p.74.
- [9] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, and H. Melchior, "Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature," *Science*, Vol.295, 2002, p.301.
- [10] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti,

- and F. Rossi, "Terahertz Semiconductor-heterostructure Laser," *Nature*, Vol.417, 2002, p.156.
- [11] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, C. Sirtori, S.N.G. Chu, and A.Y. Cho, "Quantum Cascade Laser: Temperature Dependence of the Performance Characteristics and High T_0 Operation," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.65, 1994, p.2901.
- [12] G. Scamarcio, F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, "High-Power Infrared(8-Micrometer Wavelength) Superlattice Lasers," *Science*, Vol.276, 1997, p.773.
- [13] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Bailargeon, A.L. Hutchinson, S.G. Chu, and A.Y. Cho, "High Power Mid-infrared($\lambda \sim 5\mu\text{m}$) Quantum Cascade Lasers Operating above Room Temperature," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.68, 1996, p.3680.
- [14] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.G. Chu, and A.Y. Cho, "Vertical Transition Quantum Cascade Laser with Bragg Confined Excited State," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.66, 1995, p.538.
- [15] P. Kruck, H. Page, C. Sirtori, S. Barbieri, M. Stellmacher, and J. Nagle, "Improved Temperature Performance of $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ Quantum-cascade Lasers with Emission Wavelength at $\lambda \approx 11\mu\text{m}$," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.76, 2000, p.3340.
- [16] A. Evans, J.S. Yu, J. David, L. Doris, K. Mi, S. Slivken, and M. Razeghi, "High-temperature, High-power, Continuous-wave Operation of Buried Heterostructure Quantum-cascade Lasers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.84, 2004, p.314.
- [17] J.S. Yu, S. Slivken, A. Evans, J. David, and M. Razeghi, "Very High Average Power at Room Temperature from $\lambda \approx 5.9\mu\text{m}$ Quantum-cascade Lasers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.82, 2002, p.3397.
- [18] F. Capasso, R. Paiella, R. Martini, R. Colombelli, C. Gmachl, T.L. Myers, M.S. Taubman, R.M. Williams, C.G. Bethea, K. Unterrainer, H.Y. Hwang, D.L. Sivco, A.Y. Cho, A.M. Sergent, H.C. Liu, and E.A. Whittaker, "Quantum Cascade Lasers: Ultrahigh-speed Operation, Optical Wireless Communication, Narrow Linewidth, and Far-infrared Emission," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol.38, 2002, p.511.
- [19] [Http://www.alpeslasers.ch](http://www.alpeslasers.ch)
- [20] D. Hifstetter, M. Beck, T. Aellen, and J. Faist, "High-Temperature Operation of Distributed Feedback Quantum-cascade Lasers at $5.3\mu\text{m}$," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.78, 2001, p.396.
- [21] M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, and H. Melchior, "Buried Heterostructure Quantum Cascade Lasers with a Large Optical Cavity Waveguide," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol.12, 2000, p.1450.
- [22] J.S. Yu, S. Slivken, A. Evans, L. Doris, and M. Razeghi, "High-power Continuous-wave Operation of a $6\mu\text{m}$ Quantum-cascade Laser at Room Temperature," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.83, 2003, p.2503.
- [23] S. Blaser, D.A. Yarekha, L. Hvozdar, Y. Bonetti, A. Muller, M. Giovannini, and J. Faist, "Room-temperature, Continuous-wave, Single-mode Quantum-cascade Lasers at $\lambda \approx 5.4\mu\text{m}$," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.86, 2005, p.41109.
- [24] M. Rochat, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle, "Measurement of Far-infrared Waveguide Loss Using a Multisection Single-pass Technique," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.78, 2001, p.1967.
- [25] R. Kohler, R.C. Iotti, A. Tredicucci, and F. Rossi, "Design and Simulation of Terahertz Quantum Cascade Lasers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.79, 2001, p.3920.
- [26] G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies, "Far-infrared($\lambda \approx 87\mu\text{m}$) Bound-to-continuum Quantum-cascade Lasers Operating Up to 90K," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.82, 2003, p.3165.
- [27] B.S. Williams, H. Callebaut, S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno, "3.4-THz Quantum Cascade Laser Based on Longitudinal-optical-phonon Scattering for Depopulation," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.82, 2003, p.1015.
- [28] R. Kohler, A. Tredicucci, C. Mauro, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, and D.A. Ritchie, "Terahertz Quantum-cascade Lasers Based on Interlaced Photon-phonon Cascade," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.84, 2004, p.1266.
- [29] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, D.A. Ritchie, S.S. Dhillon, and C. Sirtori, "High-Performance Continuous-wave Operation of Superlattice Terahertz Quantum-cascade Lasers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.82, 2003, p.1518.
- [30] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, and D.A. Ritchie, "Low-threshold Quantum-cascade Lasers at 3.5THz($\lambda \approx 85\mu\text{m}$)," *Opt. Lett.*, Vol.28, 2003, p.810.

- [31] L. Ajili, G. Scalari, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies, "High Power Quantum Cascade Lasers Operating at $\lambda \sim 87$ and $130\mu\text{m}$," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.85, 2004, p.3986.
- [32] G. Scalari, N. Hoyler, M. Giovannini, and J. Faist, "Terahertz Bound-to-continuum Quantum-cascade Lasers Based on Optical-phonon Scattering Extraction," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.86, 2005, p.181101.
- [33] S. Barbieri, J. Alton, H.E. Beere, J. Fowler, E.H. Linfield, and D.A. Ritchie, "2.9THz Quantum Cascade Lasers Operating up to 70K in Continuous Wave," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.85, 2004, p.1674.
- [34] B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J.L. Reno, "Terahertz Quantum-cascade Laser at $\lambda \sim 100\mu\text{m}$ Using Metal Waveguide for Mode Confinement," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.83, 2003, p.2124.
- [35] B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J.L. Reno, "Terahertz Quantum-cascade Laser Operating Up to 137K," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.83, 2003, p.5142.
- [36] S. Kumar, B.S. Williams, S. Kohen, Q. Hu, and J.L. Reno, "Continuous-wave Operation of Terahertz Quantum-cascade Lasers above Liquid-nitrogen Temperature," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.84, 2004, p.2494.
- [37] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno, "Resonant-phonon Terahertz Quantum-cascade Laser Operating at 2.1THz" *Electron. Lett.*, Vol.40, 2004, p.7.
- [38] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno, "Operation of Terahertz Quantum-cascade Lasers at 164K in Pulsed Mode and at 117K in Continuous-wave Mode," *Opt. Express*, Vol.13, 2005, p.3331.
- [39] D.G. Revin, L.R. Wilson, E.A. Zibik, R.P. Green, J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, and Hopkinson, " $\lambda \sim 4-5.3\mu\text{m}$ Intersubband Emission from InGaAs-AlAsSb Quantum Cascade Structures" *Appl. Phys. Lett.*, Vol.84, 2004, p.1447.
- [40] Q. Yang, C. Manz, W. Bronner, Ch. Mann, L. Kirste, K. Kohler, and J. Wagner, "GaInAs/AlAsSb Quantum-cascade Lasers Operating Up to 400K," *Appl. Phys. Lett.*, Vol.86, 2005, p.131107.
- [41] K. Ohtani and H. Ohno, "InAs/AlSb Quantum Cascade Lasers Operating at $10\mu\text{m}$," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.41, L1279, 2002, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.82, 2003, p.1003.
- [42] K. Ohtani, K. Fujita, and H. Ohno, "A Low Threshold Current Density InAs/AlGaSb Superlattice Quantum Cascade Laser Operating at $14\mu\text{m}$," *Jpn. J. Appl. Phys.*, L879, Vol.43, 2004.