

## 밀도 반전 없는 증폭 매질에서 광펄스 군속도의 제어 과정 분석

김행화 · 김경대 · 이 름 · 안문희 · 김중복\*

한국고원대학교 물리교육과

Ⓣ 363-791 충북 청원군 강내면 다락리

(2003년 6월 13일 받음, 2003년 8월 29일 수정본 받음)

EIT 구도에 비결맞은 광펌핑(incoherent optical pumping) 과정을 더하여 구성된 밀도 반전 없는 광증폭(Amplification without inversion; AWI) 매질에서 광펄스의 전파 과정에 대한 이론적인 분석을 실시하였다. 펌핑광의 세기를 변화시킴으로써 광펄스의 군속도를 제어할 수 있음을 실험적으로 관측한 논문[Kim *et al.*, *J. Phys. B*, 36 (2003)]을 이론적으로 설명하기 위하여 5 준위 원자계를 모형으로 선택하여 밀도행렬방정식을 적용하였다. 특히, 본 연구에서 분석한 AWI 구도는 지금까지 연구되어 온 구도와 달리 EIT 구도 밖의 독립적인 에너지 준위들 사이의 전이선을 이용함으로써 보다 많은 원자들이 상호작용에 기여할 수 있는 구도이다. AWI 증폭 효율에 결정적인 영향을 미치는 것은 바닥 준위 사이의 충돌에 의한 밀도 전이가 주요하다는 사실을 확인할 수 있었으며, 보다 많은 원자들을 상호작용에 참여시킴으로써 광펄스의 속도를 효과적으로 조절할 수 있음이 수치해석 결과를 통해 밝혔고, 이는 실험 결과와 정성적으로 일치함을 알 수 있었다.

주제어 : atomic coherence, group velocity, electromagnetically induced transparency (EIT), amplification without inversion (AWI).

### I. 서 론

레이저에 의해 준비된 결맞은 원자 매질에서 광펄스의 전파에 대한 탐구가 꾸준히, 그리고 활발하게 연구되어 왔다. 특히, 매질을 전파해 가는 광펄스의 전파속도에 대한 관심은 오래도록 많은 연구자들에게 큰 관심과 지속적인 노력을 기울이게 했다. 이러한 관심의 한편에서는, 1910년 Brillouin<sup>[1]</sup> 이래로 광펄스의 군속도 크기가 진공에서의 빛의 빠르기인  $c$ 를 능가하는 경우, 즉 초광속이라 불리는 현상(superluminality)에 대해서 탐구해왔다.<sup>[2]</sup> 결맞은 원자 매질의 경우에, Akulshin과 그의 동료들은 루비듐 원자를 전자기 유도 흡수(EIA)에서 급격한 이상분산 현상을 관측하였고,<sup>[3]</sup> 계산을 통해서 이에 대응하는 군속도 값이 초광속 현상을 보일 수 있는,  $-c/23,000$  이라고 예측하였다. 그리고, Wang과 그의 동료 실험가들은 결맞은 세슘원자 매질에서 음의 분산을 이용하여 진공에서의 광속보다 빠르게 진행하는 광펄스를 관측하였고, 이 때 측정된 펄스로부터 매질을 진행할 때의 광펄스의 군속도 값이  $-c/310$  라고 보고하였다.<sup>[4]</sup>

또 다른 한편에서는 결맞은 원자매질에서 일어나는 현상인 전자기 유도 부과 현상(EIT)<sup>[5]</sup>에 기초하여 진공에서의 광속인  $c$  보다 작은 군속도 값으로 느리게 진행하는 빛(subluminal light)의 구현에 관심을 갖고 연구하였다. 이러한 연구들에서는 EIT 현상에 의해 매질을 고굴절 분산매질로 변화시킬 수 있고, 이러한 매질을 통과하는 광펄스는 광속보다 느리게 진행할 수 있음을 이해하게 되었다. Xiao 등은 루비듐 원자에서의 EIT 연구를 통해 정상 분산을 측정하였고, 이에 해당하는 군속도 값이  $c/13.2$  일 수 있음을 예측하였다.<sup>[6]</sup> 이후로 Kasapi와 그

의 동료들은  $c/165$ 에 해당하는 느린 광펄스를 관측하였고,<sup>[7]</sup> Hau와 그의 동료들은 자기포획에 의해 냉각된 Na 원자 매질에서 17 m/s의 느린 속력으로 진행하는 펄스를 구현하였다.<sup>[8]</sup> 그리고, 최근에는 이러한 느린 광펄스의 극단적인 경우라 할 수 있는, 군속도 값  $v_g=0$ 인 경우, 즉 원자 매질에 입사된 광펄스가 매질을 통과하지 못하고 매질내에서 얼어붙은 것처럼 정지하는 현상을 관측하였다. 이러한 실험은 냉각된 원자,<sup>[9]</sup> 고온의 원자 기체,<sup>[10]</sup> 그리고 고체 매질<sup>[11]</sup>과 같이 다양한 조건에서 독립적으로 구현되었다.

이에 더하여 최근에는, 하나의 계에서 초광속과 초저속 현상을 동시에 구현하려는 몇몇의 결과와 이론적 연구가 보고되었다. Talukder와 그의 동료들은 색소의 농도를 변화시킴으로써 펄토초 레이저 펄스가 색소에서 초광속에서 초저속으로 군속도가 변화가능함을 관측하였다.<sup>[12]</sup> 그리고, Shimizu 등은 마이크로공동 내에 있는 작은 수의 원자를 사용하여 원자 전이선에 주파수 잠금된 공동의 공진 주파수를 어긋나게 함으로써 광펄스의 속력을 제어할 수 있었다.<sup>[14]</sup> 결맞은 원자매질의 경우에는 Kim<sup>[15]</sup>과 동료연구자들 및 Akulshin<sup>[16]</sup> 등이 독립적으로 세슘 원자 매질에서 EIT와 EIA 현상을 이용하여  $D_2$   $F=4 \leftrightarrow F'=5$  전이선과  $F=3 \leftrightarrow F'=2$  전이선에서 각각 음의 군속도와 양의 군속도를 구현하였다. 그러나, 이러한 실험 결과는 레이저 주파수를 변화시켜서 다른 원자 에너지 구도를 독립적으로 적용한 경우이다. 이에 비하여 Agarwal 등은 다소 복잡한 원자계를 사용하여 단순히 레이저의 세기만을 변화시켜서 초광속에서 저속광으로 군속도를 제어하는 것이 가능함을 이론적으로 제안하였다.<sup>[17]</sup> 이들은 일반적인 EIT 구도에 바닥 준위사이의 원자 결맞음을 제어하기 위하여, 또 다른 레이저를 추가한 구도를 적용하였다.<sup>[18,19]</sup>

본 연구에서는 최근에 발표된 AWI 구도를 이용한 광펄스의

\*E-mail: jbkim@knue.ac.kr

군속도 제어에 관한 실험 논문을 이론적으로 설명하기 위하여 간단한 5 준위 원자계를 도입하여 밀도행렬식을 세우고 이를 수치 해석적으로 풀이함으로써, 펄핑광의 세기에 따른 군속도 제어가 가능하다는 것을 보이고자 한다.

II. AWI 를 위한 5 준위 원자 모형

본 논문이 이론적으로 해석하고자 하는 실험 구도는 그림 1 과 같다. 실험은 결합광과 조사광이 동시에 상호작용 하는 EIT 원자 매질에 펄핑용 광을 추가하여 광펄스의 군속도를 제어하기 위한 AWI 구도에서 수행되었다. 세슘 원자  $D_2$  전이선의  $S_{1/2}$ 의 바닥 초미세 구조들 중에  $F=3$  준위와  $P_{3/2}$ 의 여기 초미세 구조들 중에  $F'=2$  의 들뜬 준위를 EIT를 위해서 사용 하였다. 결합광과 조사광을 축퇴된 2 준위계에 상호작용시킴으로써 EIT 구도가 이루어지도록 하였고, 여기에 또 다른 바닥 준위인  $F=4$  에서 들뜬준위  $F'=4$ 로 펄핑 레이저를 가하면  $F=4$  준위의 원자들은  $F'=4$  준위로 여기 된 후에 자발방출 과정을 거쳐 EIT 구도인 바닥 준위  $F=3$ 로 옮겨갈 수 있게 된다. 이러한 과정을 광펌핑(optical pumping)이라 하고 자발방출 과정에 의해서 원자가 옮겨갔기 때문에 펄핑 과정에서는 결맞음 상호작용이 일어나지 않는다.  $F=3$  준위로 온 원자는 조사광의 세기를 증가시키는 역할을 하여 AWI 구도가 구성되게 된다.

EIT 구도를 구성하는데 결합광 레이저와 조사광 레이저 모두 동일한  $F=3 \leftrightarrow F'=2$  전이선을 적용하였으며, 실질적인 에너지 구도는 그림 2에서 볼 수 있듯이, 바닥 준위와 들뜬준위의 자기 부준위들이 선택규칙에 의해서  $\Lambda$ -형의 EIT 구도를 이루게 된다. 이것은 결합광 레이저의 편광을  $\sigma^+$ -편광, 조사광 레이저의 편광을  $\sigma^-$ -편광으로 조절함으로써 가능하고, 자기 부준위들 사이에 입사된 레이저들과 여러 개의  $\Lambda$ -형 구도를 형성하여 효율이 큰 EIT 신호를 기대할 수 있다. 그리고  $F'=2$

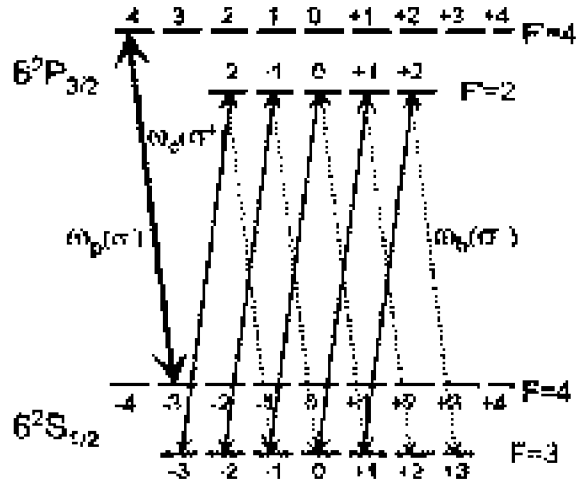


그림 2. 축퇴된 자기 부준위들 사이의 레이저 편광과 선택율에 의한 자세한 에너지 준위도이다.

준위에서는 또 다른 바닥 준위인  $F=4$  준위로의 전이가 전기 쌍극자 근사에서 금지되어 있기 때문에 일단 원자가 EIT 구도에 들어오게 되면 계속 갇혀있게 되어 매우 효과적인 EIT 구도이다. 이와같은 전이선을 순환(cycling) 전이선이라고 하고 상호작용 입장에서는 닫힌계라고 한다. 결합광이나 조사광과 상호작용하지 않는 또 다른 바닥 준위인  $F=4$  준위에 있는 원자들을 EIT 구도 내로 전송시키기 위하여  $F=4 \leftrightarrow F'=4$  전이선이 공명을 일으키는 펄핑광을  $\sigma^-$ -편광으로 사용하였다. 이와 같이 함으로써  $F=3$  바닥 준위로 효율적인 광펌핑이 가능하였다. 이와 같은 복잡한 실험 구도를 이론적으로 분석하기 위하여 그림 3과 같은 모형을 설정하였다. 실제 실험에서는 매우 많은 수의 자기 부준위들이 관여하고 이들 사이에 원자 결맞음 상호작용으로 인하여 좀 더 복잡한 상황이 예상되지만, 본 연구에서 설정한 5 준위 모형을 이용하여서도 핵심적인 내용들을 연구할 수 있을 것으로 기대하기 때문에 비교적 단순화한 모형을 사용하였다. 3개의 레이저광과 5 준위 원자 사이의 상호작용을 기술하는 밀도행렬 방정식을 세워 분석적 해와 수치 해석적 해를 구하여 실험 결과와 비교, 분석하였다.

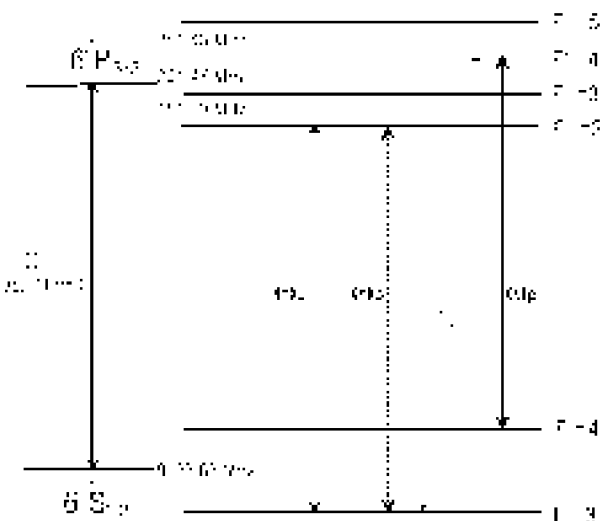


그림 1. 축퇴된 2준위 원자의 에너지 구도에 펄핑광을 더하여 AWI 구도가 형성된다.  $\omega_p$ ,  $\omega_s$ ,  $\omega_p$ 는 각각 조사 광 레이저, 결합광 레이저, 그리고 펄핑광의 주파수를 나타낸다.

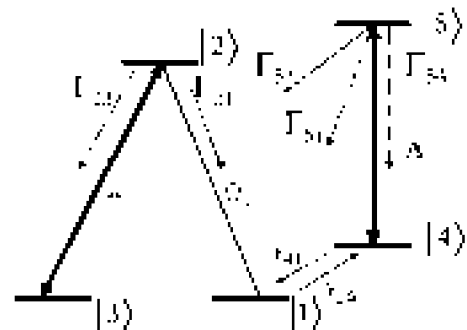


그림 3. 본 연구에서 사용한 5준위 원자 모형으로써 강한 결합광 레이저는  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  전이선에, 약한 조사광 레이저는  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  전이선에 걸려있는  $\Lambda$ -type 원자계로서 비결맞음 펄핑 레이저는  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$  전이선에 결합되어 있다.

### III. 모형 및 밀도 행렬 방정식

그림 3과 같은 에너지 구도에서 강한 결합광 레이저는  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  전이선과 약한 조사광 레이저는  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  전이선과 상호작용하도록 하여  $\Lambda$ -형 EIT 구도를 이루고, 펌핑 레이저는  $|2\rangle \rightarrow |5\rangle$  전이선에 결합되어 있다. 느린 변화 근사(slowly varying approximation)와 회전파(rotating wave approximation) 근사를 수행한 결과 비결맞음 펌핑을 고려한 5 준위 원자계에 대한 밀도행렬 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{51}\rho_{55} + \gamma_{41}\rho_{44} - \gamma_{14}\rho_{11} + \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{12} - \rho_{21}) \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= -(\Gamma_{21} + \Gamma_{23})\rho_{22} - \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{12} - \rho_{21}) + \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= \Gamma_{23}\rho_{22} + \Gamma_{53}\rho_{55} - \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} &= \Gamma_{54}\rho_{55} + \gamma_{14}\rho_{11} - \gamma_{41}\rho_{44} + \Lambda(\rho_{55} - \rho_{44}) \\ \frac{\partial \rho_{55}}{\partial t} &= -(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54})\rho_{55} - \Lambda(\rho_{55} - \rho_{44}) \\ \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} &= -\left[i\Delta_1 + \frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \gamma_{14})\right]\rho_{12} + i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{13} \\ \frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} &= \left[i\Delta_2 - \frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{23})\right]\rho_{23} + i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}) - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{13} \\ \frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} &= -\left[i(\Delta_1 - \Delta_2) + \frac{1}{2}\gamma_{14}\right]\rho_{13} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{23} \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} + \rho_{55} &= 1 \\ \rho_{ij} &= \rho_{ji}^* \end{aligned} \quad (1)$$

여기서  $\Delta_1, \Delta_2$ 는 광의 진행 방향으로의 속도 성분이 없는 원자들이 느끼는 조사광과 결합광의 주파수 어긋남(detuning)이고,  $\Lambda$ 는 펌핑율이고,  $\Omega_p, \Omega_c$ 는 각각 조사광과 결합광의 라비(Rabi) 주파수이다.  $\Gamma_{ij}$ 는  $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 로 전이에 대한 원자 결맞음의 자발 방출에 의한 감쇠율을 나타낸다.  $\gamma_{ij}$ 는 충돌 등에 의해  $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 로 전이하는 원자들에 의한 선평이다. 위의 식들에서 계산을 간단히 하기 위해서  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  전이를 제외한 바닥 준위 사이( $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle, |3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ )와 여기 준위 사이 ( $|2\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ )에서의 충돌에 의한 전이 효과는 무시하였다.

### IV. 해석적 해를 통한 분석

결합광과 조사광이 각각 공진 주파수 즉,  $\Delta_p = \Delta_c = 0$ 일 때 밀도행렬 방정식에서 정상 상태에 도달한 후에 조사광의 흡수 또는 이득(gain) 정도를 해석적으로 구할 수 있다. 식 (1)로부터 정상 상태에서의 조사광의 흡수율에 비례하는 결맞음 항  $Imp_{12}$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$Imp_{12} = \frac{\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{22}) + \frac{\Omega_p|\Omega_c|^2(\rho_{22} - \rho_{33})}{\gamma_{14}(\Gamma_{21} + \Gamma_{23})}}{\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \gamma_{14} + \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma_{14}}} \quad (2)$$

이 때에 각 준위의 밀도들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \Gamma_{21}|\Omega_c|^2 \frac{\Lambda(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \gamma_{41}) + \gamma_{41}(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54})}{D} \\ \rho_{22} &= \frac{\Gamma_{53}\gamma_{14}\Lambda|\Omega_c|^2}{D} \\ \rho_{33} &= \Gamma_{53}\gamma_{14}\Lambda \frac{|\Omega_c|^2 + (\Gamma_{21} + \Gamma_{23})^2}{D} \\ \rho_{44} &= \Gamma_{21}\gamma_{41}|\Omega_c|^2 \frac{\Lambda + \Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54}}{D} \\ \rho_{55} &= \frac{\Gamma_{21}\gamma_{14}\Lambda|\Omega_c|^2}{D} \end{aligned} \quad (3)$$

여기에서,

$$\begin{aligned} D &= \Gamma_{21}|\Omega_c|^2 [\Lambda(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \gamma_{41} + 2\gamma_{41}) \\ &\quad + (\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54})(\gamma_{14} + \gamma_{41})] \\ &\quad + \Gamma_{53}\gamma_{14}\Lambda [2|\Omega_c|^2 + (\Gamma_{21} + \Gamma_{23})^2] \end{aligned} \quad (4)$$

이다.

(2)식에 (3)식을 대입하여 정리하면,

$$\begin{aligned} Imp_{12} &= \frac{\Omega_p|\Omega_c|^2\gamma_{14}}{D[\gamma_{14}(\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \gamma_{14}) + |\Omega_c|^2]} \\ &\quad [\Gamma_{21}\Lambda(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \gamma_{41}) + \Gamma_{21}\gamma_{41}(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54}) \\ &\quad - \Gamma_{53}\Lambda(\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \gamma_{14})] \end{aligned} \quad (5)$$

이 된다. 식(5)에서 보면 조사광에 대하여 이득이 얻어지기 위해서는  $Imp_{12} < 0$ 이 되어야 함으로 다음과 같은 조건이 만족되어야 한다.

$$\begin{aligned} &\Gamma_{21}\Lambda(\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \gamma_{14}) + \Gamma_{21}\gamma_{41}(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \gamma_{54}) \\ &- \Gamma_{53}\Lambda(\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \gamma_{14}) < 0 \end{aligned} \quad (6)$$

(6)식에서  $\gamma_{14} = \gamma_{41}$ 이라고 놓으면,

$$\Lambda[\Gamma_{21}\Gamma_{51} - \Gamma_{23}\Gamma_{53} + \gamma_{14}(\Gamma_{21} - \Gamma_{53})] + \Gamma_{21}\gamma_{14}(\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54}) < 0 \quad (7)$$

이 된다. (7)식에서 얻은 조건은 3 준위 원자계에서 조사광의 이득이 생기기 위한 조건과 다르다. 3 준위 원자계에서 이득을 위한 조건은  $|2\rangle$  준위의 자발방출률 사이의 관계  $\Gamma_{23} > \Gamma_{21}$ 로 주어진다. 그러나 본 연구에서 계산된 5 준위 원자계에서 이득이 일어날 조건은 여기 준위들,  $|2\rangle, |5\rangle$  사이에 자발방출률이 이득을 일으키는데 결정적인 역할을 한다는 것을 알 수 있다. 예를 들면,  $\Gamma_{21}\Gamma_{51} > \Gamma_{23}\Gamma_{53}$  이고  $\Gamma_{21} > \Gamma_{53}$ 인 원자계에서는 펌핑율  $\Lambda$ 와 관계없이 조사광의 이득은 생기지 않는다.

$\Gamma_{ij}, \gamma_{ij}, \Lambda$ 들의 적절한 값에 의해 이득( $Imp_{12} < 0$ )이 얻어지며 특히,  $\Gamma_{53}, \gamma_{14}, \Lambda$ 의 값이 중요한 역할(자세한 결과는 V. 수치 해석 결과 및 토의 참고)을 할 수 있다. 특히, 식 (5)에서 이득이 있기 위해서는  $\gamma_{14}$ 의 역할이 매우 큼을 알 수 있는데 이 항은 원자 밀도가 충돌에 의하여  $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$  전이를 통하여 이동이 되어야 한다는 것을 의미한다.  $|4\rangle$  준위로 온

원자는 펌핑광에 의해 다시  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$  전이가 일어나고,  $|5\rangle$ 에서 자발방출에 의해 특히  $|5\rangle \rightarrow |3\rangle$  전이를 통해 이득이 생길 수 있다.

펌핑 레이저가 작용하면 밀도 반전 문제가 생길 수 있는데 어느 조건에서 밀도 반전이 일어나는지 알아보기 위하여 두 준위 사이의 밀도차를 구해보면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \rho_{11} - \rho_{22} &= \frac{|\Omega_c|^2}{D} [\Lambda \Gamma_{21} (\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \gamma_{41}) \\ &\quad + \Gamma_{21} \gamma_{41} (\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54}) - \Lambda \Gamma_{53} \gamma_{14}] \\ &= \frac{|\Omega_c|^2}{D} [\Lambda \Gamma_{53} (\Gamma_{21} - \gamma_{14}) + \Lambda \Gamma_{21} (\Gamma_{51} + \gamma_{41}) \\ &\quad + \Gamma_{21} \gamma_{41} (\Gamma_{51} + \Gamma_{53} + \Gamma_{54})] \end{aligned} \quad (8)$$

식 (8)이 음의 값 즉 밀도 반전이 일어나기 위해서는 첫 번째 항에서  $\gamma_{14}$  값이  $\Gamma_{21}$ 에 비하여 매우 크고 두 번째와 세 번째 항에 비해서도 커야 되는데, 일반적으로 충돌에 의한 밀도 이동이 자발방출에 의한 밀도 이동보다 매우 작기 때문에 이 원자계에서는 밀도 반전( $\rho_{11} - \rho_{22} < 0$ )이 거의 일어나지 않는다고 볼 수 있다. 물론 셀 안의 온도를 크게 증가시키거나 다른 완충 기체를 넣어 충돌효과를 증가시킬 수도 있다. 이 경우에도 식 (8)에서 뒤쪽 항들의 영향을 고려해볼 때 본 연구에서 연구되는 계에서는 밀도 반전이 일어날 가능성이 거의 없다고 말할 수 있다.

### V. 수치 해석 결과 및 토의

이 논문에서 사용한 5 준위 원자 모형은 크게 2가지 구도로 나눌 수 있다. 기본 구도는 EIT를 위한  $\Lambda$ -형 3준위 계이다. 여기에 AWI를 위해서 외부에서 비결맞음 펌핑 레이저를 걸어주는 2준위 구도가 추가된 것으로 생각할 수 있다. 따라서 이 원자 모형에서 중요하게 다루고자 하는 내용은 펌핑 레이저의 세기에 따라 달라지는 이득에 관한 것이다. 해석적인 해인 식 (5)에서 볼 수 있는 것처럼  $\Gamma_{53}, \gamma_{14}, \Lambda$ 의 값에 따라  $Imp_{12}$ 의 값이 달라지는 것을 예상할 수 있는데 이를 구체적으로 알아보기 위하여 수치 해석적으로 밀도행렬 방정식에 대한 해를 구하였다. 사용한 언어는 FORTRAN이고 미분 방정식 풀이에 용이한 서브루틴을 이용하였다.

#### 5.1. 자발방출률에 따른 흡수 신호

자발방출률에 따른 조사광의 흡수 정도를 알아보기 위하여 밀도행렬 방정식에서 조사광의 라비 주파수  $\Omega_p = 0.1$  MHz, 결합광의 라비 주파수  $\Omega_c = 5.0$  MHz, 펌핑율  $\Lambda = 1.0$  MHz, 감쇠 상수들에 대하여  $\Gamma_{21} = 1.0$  MHz,  $\Gamma_{23} = 5.0$  MHz,  $\Gamma_{34} = 4.0$  MHz,  $\gamma_{14} = 0.05$  MHz,  $\gamma_{41} = 0.05$  MHz로 값들을 고정시키고, 자발방출에 의해 EIT 구도로 들어오는 비율인  $\Gamma_{51}, \Gamma_{53}$  값을 변화시키면서 구한 수치 해석적 해가 그림 4와 같다. 여기서  $\Gamma_{51}$ 는 EIT 구도의  $|1\rangle$  상태로  $\Gamma_{53}$ 는  $|3\rangle$  상태로 전이 되는 비율을 의미한다. 자발 방출률이 커질수록 조사광에 대한 이득이 더 커짐을 알 수 있고,  $\Gamma_{51}, \Gamma_{53}$  값이 증가할수록 이

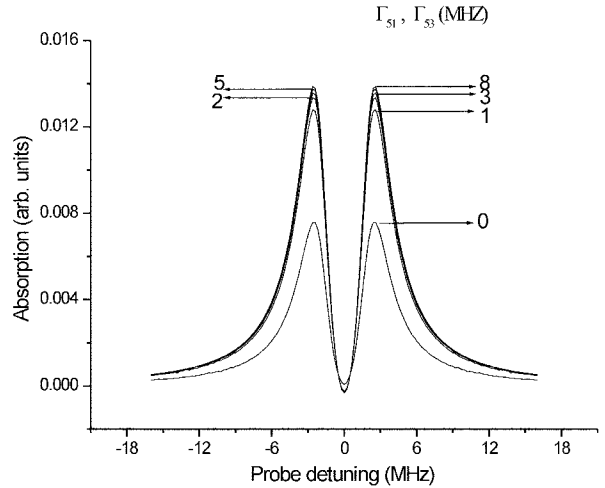


그림 4.  $|5\rangle \rightarrow |1\rangle, |5\rangle \rightarrow |3\rangle$ 의 자발방출률에 따른 조사광의 이득 ( $Imp_{12}$ )  $\Omega_p = 0.1$  MHz,  $\Omega_c = 5.0$  MHz,  $\Lambda = 1.0$  MHz,  $\Gamma_{21} = 1.0$  MHz,  $\Gamma_{23} = 5.0$  MHz,  $\Gamma_{34} = 4.0$  MHz,  $\gamma_{14} = 0.05$  MHz,  $\gamma_{41} = 0.05$  MHz.

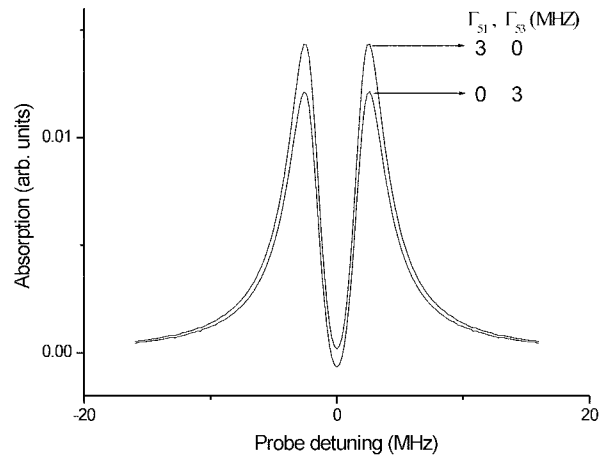


그림 5.  $|5\rangle \rightarrow |1\rangle, |5\rangle \rightarrow |3\rangle$ 의 자발방출률이 각각 0인 경우에 조사광의 이득 ( $Imp_{12}$ )  $\Omega_p = 0.1$  MHz,  $\Omega_c = 5.0$  MHz,  $\Lambda = 1.0$  MHz,  $\Gamma_{21} = 1.0$  MHz,  $\Gamma_{23} = 5.0$  MHz,  $\Gamma_{34} = 4.0$  MHz,  $\gamma_{14} = 0.05$  MHz,  $\gamma_{41} = 0.05$  MHz.

득이 커지는 비율이 감소함을 알 수 있다. 또한,  $|5\rangle$  준위에서 자발 방출되는 값들을 좀 더 자세히 살펴보기 위하여,  $\Gamma_{51} = 0$ 인 경우와  $\Gamma_{53} = 0$ 인 경우에 해를 구하여 그림 5와 같은 결과를 얻을 수 있었다.  $\Gamma_{51} = 0$ 이고  $\Gamma_{53} = 3$  MHz인 경우에 더 큰 이득이 있음을 알 수 있는데 이는 식 (5)로부터 이득이  $\Gamma_{53}$  값에 의존한다는 해석적 해와 일치한다. 즉, 효율적인 이득이 얻어지기 위해서는 결합광과 상호작용하는 바닥 준위인  $|3\rangle$  준위로 자발방출이 더 많이 이루어져야 함을 알 수 있다. 실험적으로 이를 실현하기 위해서는 펌핑용 광의 편광을 조절하여 더 많은 원자들을  $|3\rangle$  상태로 광펌핑 할 수 있다.

#### 5.2. 충돌효과에 따른 흡수 신호

EIT 구도에 들어 있는 원자들은 대부분 조사광과 상호작용하고 있는 바닥 준위인  $|1\rangle$  준위에 있게 된다. 그 이유는 결

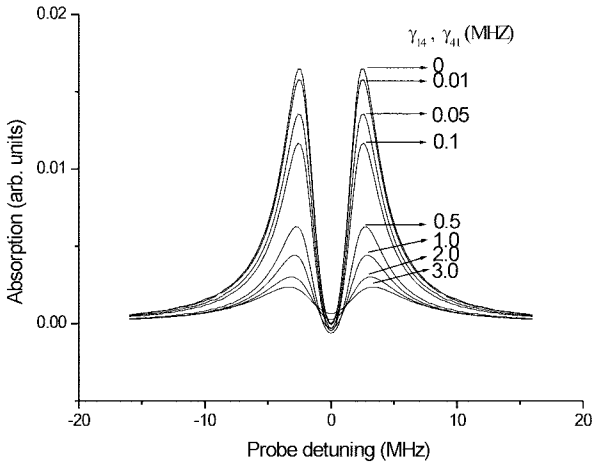


그림 6.  $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$ ,  $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 의 충돌효과를 각각 0인 경우에 조사광의 이득( $Im\rho_{12}$ )  $\Omega_p=0.1$  MHz,  $\Omega_c=5.0$  MHz,  $\Lambda=1.0$  MHz,  $\Gamma_{21}=1.0$  MHz,  $\Gamma_{23}=5.0$  MHz,  $\Gamma_{31}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{33}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{34}=4.0$  MHz.

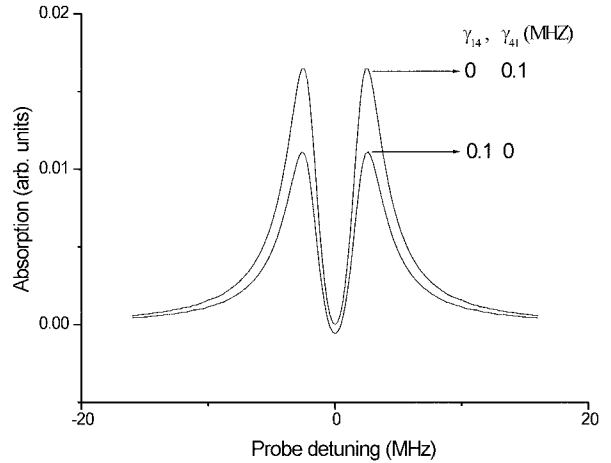


그림 7.  $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$ ,  $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 의 충돌효과를 각각 0인 경우에 조사광의 이득( $Im\rho_{12}$ )  $\Omega_p=0.1$  MHz,  $\Omega_c=5.0$  MHz,  $\Lambda=1.0$  MHz,  $\Gamma_{21}=1.0$  MHz,  $\Gamma_{23}=5.0$  MHz,  $\Gamma_{31}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{33}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{34}=4.0$  MHz.

함광의 라비 진동수가 크고 조사광의 라비 진동수는 작기 때문이며 실험에 수행한 구도가 닫힌계이기 때문에 원자들이 다른 상태로는 빠져나가지 못하기 때문에 결국  $|1\rangle$  준위로 거의 모든 원자가 몰리게 된다. 이때  $|1\rangle$  준위와 거의 같은 에너지를 갖는 에너지 준위인  $|4\rangle$  준위에는 펌핑 레이저에 의해 거의 모든 원자들이 없어졌기 때문에 열 평형을 이루기 위하여 충돌에 의해  $|4\rangle$  준위로 가게 되는 원자들이 있게 된다. 물론 결합광과 상호작용하는  $|3\rangle$  준위로도 충돌에 의해서 갈 수 있지만 이들 항은 전체적으로 EIT의 효율이나 AWI 이득을 떨어뜨리는 역할 밖에 하지 않는다는 것이 많은 연구를 통하여 알려졌기 때문에 본 연구에서는  $|1\rangle$ 과  $|4\rangle$  준위 사이의 충돌에 의한 밀도 이동만 고려하였다.

충돌효과에 따른 조사광의 이득 정도를 수치 해석적으로 구하기 위하여 다른 변수들 즉  $\Omega_p=0.1$  MHz,  $\Omega_c=5.0$  MHz,  $\Lambda=1.0$  MHz,  $\Gamma_{21}=1.0$  MHz,  $\Gamma_{23}=5.0$  MHz,  $\Gamma_{31}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{33}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{34}=4.0$  MHz로 고정시키고  $\gamma$  값에 따른 신호를 구한 결과는 그림 6과 같다. 충돌효과가 커짐에 따라 처음에는 이득이 커지다가  $\gamma=1$ 이 되는 경우에는 이득이 생기는 하지만 감소하기 시작한다.  $\gamma>1$ 보다 큰 경우에는 이득이 사라짐을 볼 수 있다. 식 (4)에 이 값들을 대입하면 같은 결과가 나올 수 있다. 충돌의 효과를 좀 더 자세히 살펴보기 위하여  $\gamma_{14}=0$ 인 경우와  $\gamma_{41}=0$ 인 경우를 비교하여 보면 그림 7과 같은 결과를 볼 수 있다.  $\gamma_{14} \neq 0$ 인 경우에 이득이 커짐을 그림으로부터 볼 수 있으며 이는 해석적 해인 식 (5)에서  $\gamma_{14}$  값이 이득에 결정적인 영향을 준다는 사실과 일치함을 보여주는 결과이다. 실험적으로  $\gamma$  값을 변화시키기 위해서는 셀의 온도를 변화시켜 충돌물을 다르게 할 수 있기 때문에 셀 안의 온도에 따라 이득을 측정하는 것이 가능할 것이다. 다만 온도를 증가시키면 충돌이 증가하는 반면에 절대적인 원자의 수도 증가하기 때문에 이에 대한 고려가 필요하다. 여기서는 계산을 간단하게 하기 위해서 다루진 않았지만  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ,  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ ,  $|2\rangle \leftrightarrow |5\rangle$  전이에서의 충돌항도 모두 고려하

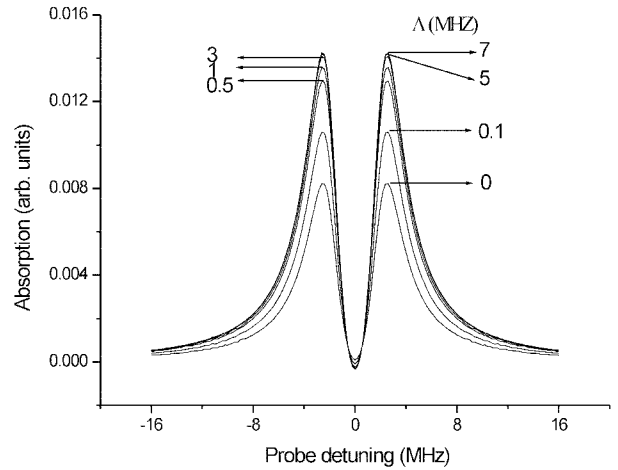


그림 8. 펌핑광의 세기에 따른 조사광의 이득( $Im\rho_{12}$ )  $\Omega_p=0.1$  MHz,  $\Omega_c=5.0$  MHz,  $\Gamma_{21}=1.0$  MHz,  $\Gamma_{23}=5.0$  MHz,  $\Gamma_{31}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{33}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{34}=4.0$  MHz,  $\gamma_{41}=0.05$  MHz.

는 경우에도 거의 같은 수치 해석 결과가 나온다.

### 5.3. 펌핑광의 세기에 따른 흡수 신호

광펄스의 군속도 제어에 관한 실험은 펌핑광의 세기를 달리 하며 이루어졌기 때문에 실험과 비교하기 위하여 펌핑광의 세기에 따른 조사광의 이득 및 분산 기울기 값을 구하는 것은 매우 중요하다. 펌핑광의 세기를 제외한 다른 변수들은  $\Omega_p=0.1$  MHz,  $\Omega_c=5.0$  MHz,  $\Gamma_{21}=1.0$  MHz,  $\Gamma_{23}=5.0$  MHz,  $\Gamma_{31}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{33}=3.0$  MHz,  $\Gamma_{34}=4.0$  MHz,  $\gamma_{41}=0.05$  MHz로 고정하고 펌핑을  $\Lambda$ 에 따른 신호를 구하여 그림 8과 같은 결과를 얻었다. 펌핑광의 세기가 증가할수록 이득(gain)이 커짐을 알 수 있고, 펌핑광의 세기가 증가할수록 이득이 커지는 비율이 감소한다. 즉, 포화되는 경향을 보임을 알 수 있다. 이 현상을 구체적으로 살펴보기 위하여 각 준위에 대한 원자 밀도를 구하였다. 그림 9와 그림 10으로부터 볼 수 있는 것처럼

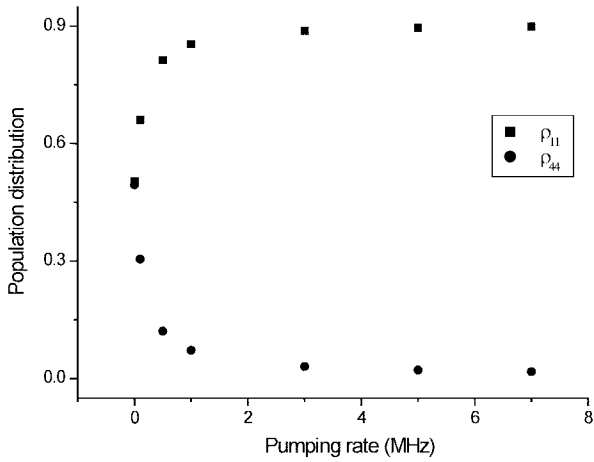


그림 9. 펌핑광의 세기에 따른  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{44}$  의 밀도. 변수들의 값은 그림 8과 동일.

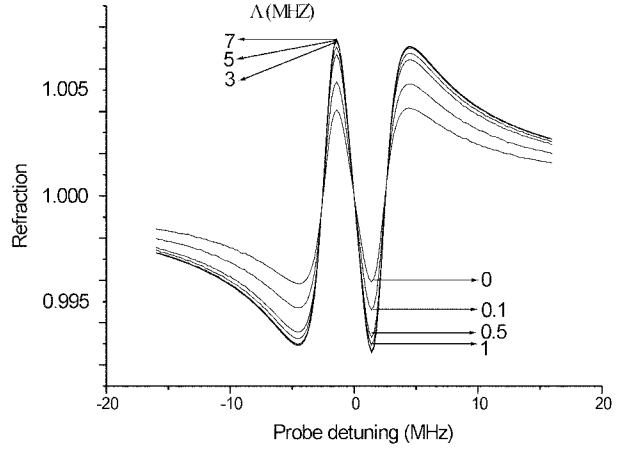


그림 11. 펌핑광의 세기에 따른 굴절률. 변수들의 값은 그림 8과 동일.

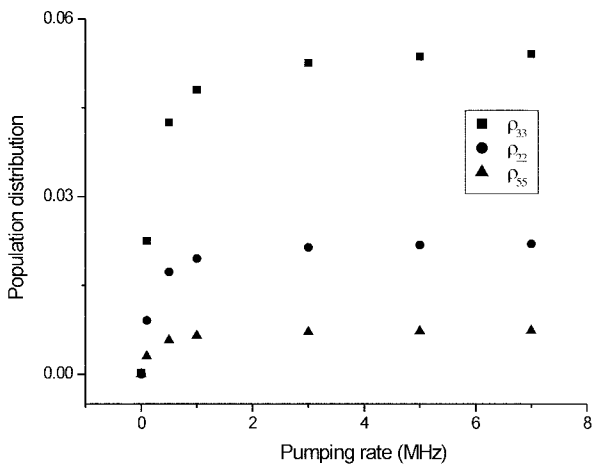


그림 10. 펌핑광의 세기에 따른  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{33}$ ,  $\rho_{55}$  의 밀도. 변수들의 값은 그림 8과 동일.

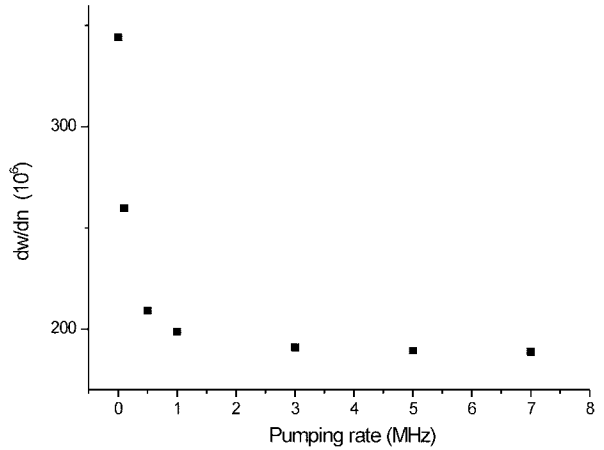


그림 12. 펌핑광의 세기에 따른  $d^2n/dk^2$ . 변수들의 값은 그림 8과 동일.

럼 펌핑 레이저의 세기가 커질수록  $\rho_{44}$ 의 밀도는  $\rho_{55}$ 로 더 많이 여기되게 된다. 그러므로  $\rho_{44}$ 의 밀도는 감소하고  $\rho_{55}$ 의 밀도는 증가할 것이다. 이때 자발 방출에 의해  $|5\rangle$  준위의 원자들은 EIT 계 즉,  $|3\rangle$  준위로 전이가 이루어지기 때문에 이득이 더 커지게 될 것이다. 물론 펌핑광이 강하면 유도 방출 과정에 의해  $|5\rangle$  준위의 원자가 다시  $|4\rangle$  준위로 내려오는 속도 무시하지 못할 것이다. 본 연구에서는 계산의 단순화를 위하여 펌핑광에 의한 유도 방출은 고려하지 않았다. 따라서 펌핑광의 세기가 증가함에 따라  $\rho_{55}$ 의 밀도는 증가하나 어느 이상이 되면 더 이상의 원자가 공급되지 못하기 때문에 더 이상 증가하지 않고 포화상태에 도달하게 된다. 그러므로 이득이 커지는 비율도 감소함을 알 수 있다.

광펄스의 군속도는 조사광의 이득에 의해서 결정되는 것이 아니라 분산 기율기에 의해서 결정되기 때문에 본 연구에서도 조사광에 대한 굴절률 곡선 그림 11로부터 기율기를 구하였다. 그림 8과 그림 11을 보면 AWI의 선폭은 변화하지 않고 단지 펌핑광의 세기가 증가함에 따라 기율기 값만 증가하는 것을 알 수 있다. 군속도에 대한 표현식은

$$\begin{aligned}
 v_g &= d\omega/dk \\
 &= c/n_g \\
 &= c/[n(\omega) + \omega dn(\omega)/d\omega]
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

으로 주어진다. 이 때  $c$ 는 전자기파가 진공에서 전파하는 속도, 그리고  $n_g$ 는 군굴절률(group index of refraction)이다. 그림 11으로부터 펌핑광의 세기에 따른 기율기( $dn(\omega)/d\omega$ )의 역수를 구하여 보면 그림 12와 같다. 이 값을 식 (9)에 대입하면 군속도를 구할 수 있다. 그러므로 펌핑광의 세기를 달리함으로써 군속도를 제어할 수 있다는 사실을 볼 수 있으며 어느 값 이상으로 펌핑광의 세기 증가시키면 더 이상 군속도의 변화가 없음을 볼 수 있다. 이는 앞서 언급한 바와 같이 상호작용에 참여하는 원자들이 포화되므로 더 이상 EIT계 내로 펌핑이 될 원자가 없기 때문이다. 이러한 이론 결과는 실제 원자계에서 측정된 실험 결과 그림 13과 비교하여 볼 때 정성적으로 잘 일치함을 볼 수 있다. 본 연구에서 설정한 이론 모델이 실제 원자계를 보다 단순화시켰기 때문에 정량적인 비교는 어렵지만 정성적으로 일치하는 것으로 보아 본 연구에서 핵심적인 원리는 규명하였다고 볼 수 있다. 결론적으로 AWI

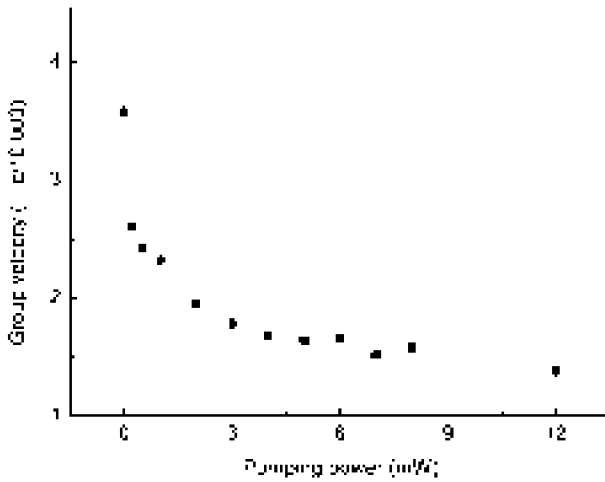


그림 13. 펌핑광의 세기에 따른 광펄스 군속도의 실험 결과.<sup>[1]</sup>

제를 이용하여 광펄스의 속도 제어가 가능한 이유는 스펙트럼 선평을 변화시키지 않은 상태에서 참여하는 원자의 개수를 증가시킴으로써 분산 기운기를 변화시킬 수 있었기 때문이다. 실험 논문에서는 이러한 부분은 가정하여 설명하였는데 본 연구를 통하여 이론적으로 규명하게 된 것이다.

## VI. 결 론

이제까지 밀도 반전 없는 광증폭 현상은 N형 구도에서 연구되었다. N형 구도에서 반전없는 광증폭 현상이 일어나게 하기 위해서는 펌핑광의 세기에 제한이 있다. 펌핑광의 세기가 커지면 밀도 반전이 일어나기 때문이다. 이런 제한점을 극복하기 위해 광펌핑을 외부에서 해주는 5 준위 구도를 본 연구에서 처음으로 이론적으로 분석하였다. AWI가 일어나기 위해서는 충돌에 의해 빠져 나온 원자들을 다시 EIT 계대로 보내야 하고, 결합광과 상호 작용하는 바닥 준위로 원자를 보내야 더 효율적이라는 사실을 확인하였다. 펌핑광의 세기를 변화시킴으로써 결맞는 매질 내에서 진행되는 광펄스의 군속도를 연속적으로 변화시킬 수 있음을 이론적으로 보일 수 있었으며, EIT 매질에서 보다 AWI 원자계에서 더욱 느리게 전파하는 광펄스를 구현 할 수 있음을 이론적으로 확인하였고, 이들은 실험 결과와 정성적으로 일치함을 확인하였다.

## 감사의 글

본 연구는 한국학술진흥재단(과제번호 2001-015-DP0107)의 지원하에 이루어졌습니다.

## 참고문헌

[1] K. Kim, Feng Xiao, C. Lee, S. K. Kim, X. Chen, and J. B. Kim, "Slow light propagation in an atomic vapor under conditions of amplification without inversion," *J. Phys. B*, vol. 36, no. 12, pp. 2671-2678, 2003.  
 [2] L. D. Brillouin, "Wave Propagation and Group Velocity,"

Academic, New York, 1960.  
 [3] R. Y. Chiao, and A. M. Steinberg, "Tunneling Times and Superluminality," *Progress in Optics*, Elsevier Amsterdam, vol. 37, pp. 347-405, 1997; A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, "Measurement of the single-photon tunneling time," *Phys. Rev. Lett.* vol. 71, no. 5, pp. 708-711, 1993; C. G. B. Garrett and D. E. McCumber, "Propagation of a Gaussian Light Pulse through an Anomalous Dispersion Medium," *Phys. Rev. A*, vol. 1, no. 2, pp. 305-313, 1970.  
 [4] A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, "Steep Anomalous Dispersion in Coherently Prepared Rb Vapor," *Phys. Rev. Lett.* vol. 83, no. 21, pp. 4277-4280, 1999.  
 [5] L. J. Wang, A. Kuzmich, and A. Dogariu, "Gain-assisted superluminal light propagation," *Nature*, vol. 406, no. 6793, pp. 277-279, 2000.  
 [6] S. E. Harris, "Electromagnetically Induced Transparency," *Phys. Today*, vol. 50, no. 7, pp. 36-42, 1997.  
 [7] M. Xiao, Y. Li, S. Jin, and J. Gea-Banacloche, "Measurement of Dispersive Properties of Electromagnetically Induced Transparency in Rubidium Atoms," *Phys. Rev. Lett.* vol. 74, no. 5, pp. 666, 1995.  
 [8] A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin, and S. E. Harris, "Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics," *Phys. Rev. Lett.* vol. 74, no. 13, pp. 2447, 1995.  
 [9] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, "Light speed reduction to 17 metres per second In an ultracold atomic gas," *Nature*, vol. 397, no. 6720, pp. 594-597, 1999.  
 [10] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, "Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses," *Nature*, vol. 409, no. 6819, pp. 490-493, 2001.  
 [11] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, and R. L. Walsworth, "Storage of Light in Atomic Vapor," *Phys. Rev. Lett.* vol. 86, no. 5, pp. 783-786, 2001.  
 [12] A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham and P. R. Hemmer, "Observation of Ultralow and Stored Light Pulses in a Solid," *Phys. Rev. Lett.* vol. 88, no. 2, pp. 023602, 2002.  
 [13] Md. A. I. Talukder, Y. Amagishi, and M. Tomita, "Superluminal to Subluminal Transition in the Pulse Propagation in a Resonantly Absorbing Medium," *Phys. Rev. Lett.* vol 86, no. 16, pp. 3546-3549, 2001.  
 [14] Y. Shimizu, N. Shiokawa, N. Yamamoto, M. Kozuma, and T. Kuga, "Control of Light Pulse Propagation with Only a Few Cold Atoms in a High-Finesse Microcavity," *Phys. Rev. Lett.* vol. 89, no. 23, pp. 233001, 2002.  
 [15] K. Kim, H. S. Moon, C. Lee, and J. B. Kim, "Superluminal and Subluminal Light Propagations in a single System," XVIII Int. Conf. Atomic Phys(Cambridge, USA) pp. 112 (ICAP2002) 보고된 값은 각각  $-c/6,600$  과  $c/7,200$ 이다.  
 [16] A. M. Akulshin, A. Cimmino, A. I. Sidorov, P. Hannaford, and G. I. Opat, "Light propagation in an atomic medium with steep and sign-reversible dispersion," *Phys. Rev. A*, vol. 67, no. 1, pp. 011801(R), 2003. 보고된 값은  $-c/5,100$  과  $c/41,000$ 이다.

[17] G. S. Agawal, T. N. Dey, and S. Menon, "Knob for changing light propagation from subluminal to superluminal," *Phys. Rev. A*, vol. 64, no. 5, pp. 053809, 2001.

[18] K. Kim, H. S. Moon, C. Lee, S. K. Kim, and J. B. Kim, "Observation of arbitrary group velocities of light from superluminal to subluminal on the single atomic transition line," *Phys. Rev. A*, vol. 68, pp. 013810, 2003.

[19] 김경대, 김행화, 이충희, 김수경, 권미량, 김중복, "결맞는 원자 매질에서 광펄스의 전파," *새물리*, 2003 인쇄중.

**Analysis on optical pulse propagation in atomic medium for amplification without inversion**

Hang Hwa Kim, Kyoungdae Kim, Lim Lee, Moon Hee Ahn, and Jung Bog Kim<sup>†</sup>

*Department of Physics Education, Korea National University of Education 363-791 Chongwon Chungbuk, KOREA*

<sup>†</sup>*E-mail: jbkim@knue.ac.kr*

(Received June 13, 2003, Revised manuscript August 29, 2003)

We have analyzed theoretically optical pulse propagation in a coherent atomic medium for amplification without inversion (AWI), which is achieved by adding incoherent optical pumping to a typical EIT system. In order to explain experimental results [Kim *et al.*, *J. Phys. B*, 36, 2671(2003)] to control the group velocity of the optical pulse by changing pumping power, we established a 5-level atomic system and applied density matrix equations. This AWI model system is different from previous AWI systems from the viewpoint of using two levels for incoherent optical pumping isolated optically from the EIT (electromagnetically induced transparency) system so that more atoms can participate in pulse speed control. We have found that population transfer by collisions between ground states plays a decisive role for efficient AWI, and more atoms are effective for slowing the pulse. Our numerical results are in good agreement qualitatively with experimental results.

OCIS Code : 020.1670.