# 상대론적 중이온 충돌

# 쿼크-글루온 플라즈마와 제트 소멸

DOI: 10.3938/PhiT.19.002 전 상 용

# Quark-Gluon Plasma and Jet-Quenching

#### Sangyong JEON

In a normal nuclear matter, quarks and gluons are always confined inside the hadrons. Right after the Universe began with the Big-Bang, the Universe was so hot and dense that the ordinary nuclear matter couldn't exist. Instead it was in the state of Quark-Gluon Plasma an extremely hot (more than 2 trillion kelvin) and dense fluid made of deconfined quarks and gluons. In this short review, physicists' efforts to re-create and study this new state of matter in relativistic heavy ion collisions are briefly described, with the focus on using high energy partons (jets) as a probe of the Quark-Gluon Plasma's extreme temperature and density.

#### 서 론

140억 년 전 우주는 거대한 폭발(Big-Bang)로 시작되었다. 현대 물리의 중요한 숙제 중의 하나는 이 Big-Bang 직후의 우주 상태를 알아내는 것이다. Big-Bang이 일어난 직후우주의 에너지 밀도는 상상을 뛰어넘게 높았을 것이고, 온도또한 그에 상응하게 높았을 것이다. 우주가 팽창함에 따라에너지 밀도와 온도는 점점 낮아져 가게 된다. 시간으로 보면, 1경 도의 온도는 Big-Bang 직후약 1조분의 1초 정도의시각에, 1000조 도의 온도는 약 100억분의 1초 정도의시각에 그리고 수조 도는 약 100만분의 1초 정도의시각에 해당된다. 그러므로 초고온의 소립자계를 탐구하는 것은 우주가형성된 후 순간적으로 만들어진 물질의 상태를 연구하는 중

#### 저자약력

전상용 교수는 1994년 씨애틀 Washington 대학교에서 박사학위를 취득하고 Minnesota 대학과 Lawrence Berkeley Laboratory에서 박사후 연구원을 마친 후, 현재 캐나다 McGill 대학에서 부교수로 재직 중이다. (jeon@physics.mcgill.ca)

요하고 의미있는 일이다. 이 글에서는 우주의 나이가 약 100 만분의 1초 정도였을 때의 우주의 상태였던 쿼크-글루온 플라즈마(quark-gluon plasma, 또는 QGP)에 대해서 얘기해보고자 한다.

물리학은 실험과학이다. 그러므로 이론적으로 유추할 수 있는 사실에 대해서는 반드시 실험적인 입증이 필요하다. 물론 우주의 초기 상태로 돌아가 관측하는 것은 불가능하지만 비록 작은 수의 소립자로 이루어진 계라도 초고온의 상태를 만들어 봄으로서 그와 유사한 상태를 만들어낼 수 있다. 에너지 등분배 법칙에 의하면 온도가 바로 에너지고 에너지가 바로 온도이므로, 이런 실험을 가능하게 하는 것은 곧 높은 에너지를 낼 수 있는 입자가속기이다. 통계물리적 입장에서 보면 온도의 개념은 많은 입자들이 들어있는 다체계에만 쓸 수 있다. 그러므로 수십 개 정도의 입자만이 생성되는 양성자-양성자충돌 실험으로는 초고온의 계가 의미있게 형성될 수 없다. 적어도 질량수가 200 정도는 되는 중이온을 충돌하여야 열역학적 다체계가 생성되었다고 얘기할 수 있다.

현재의 입자가속기는 금핵 197(양성자 79개, 중성자 118 개)을 핵자당 최대 충돌중심에너지 200 GeV까지 가속할 수 있다. 2009년 11월부터 가동하기 시작한 스위스 제네바에 있는 유럽 핵 및 입자물리 연구소(CERN)의 대형강입자충돌 기(Large Hadron Collider: LHC)에서는 양성자는 핵자당 중 심충돌에너지 14 TeV까지, 중이온은 현재 핵자당 충돌에너지 의 27배가 넘는 5.5 TeV까지 가속할 수 있다. 하지만, 아쉽 게도 핵자당 충돌에너지가 높아지는데 비례하여 온도가 따라 높아질 수 있는 것은 아니다. 유럽의 CERN 연구소에서는 1994년부터 2000년경까지 납(Pb) 이온을 가속 충돌하는 실험 을 초양성자싱크로트론(Super Proton Synchrotron: SPS)에 서 핵자당 충돌에너지 17 GeV로 수행하여 온도가 2조 도가 넘는  $(T \approx 240 \text{ MeV}/k_B)$  새로운 물질의 상태를 만들어 냈다 고 발표했다. 이후 2000년부터 현재까지 미국의 브룩헤이븐 국립연구소(Brookhaven National Lab.: BNL)에 있는 상대 론적 중이온 충돌기(Relativistic Heavy Ion Collider: RHIC) 에서는 금(Au) 핵의 핵자당 충돌에너지를 SPS의 10배 이상 인 200 GeV까지 끌어올려 온도가 4-5조 도가 되는 새로운 물질의 상태를 만들어 냈다고 발표했다. 2010년에 시작될

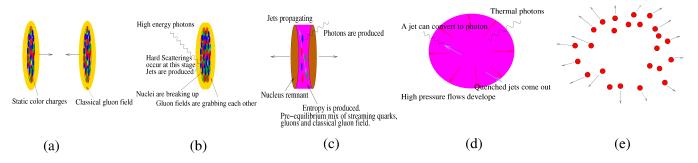


Fig. 1. Various stages in the evolution of a heavy ion collision.

LHC에서의 중이온 충돌실험에서는 온도가 10조 도가 넘는 상태가 만들어질 것이라고 예상되고 있다.

# 쿼크-글루온 플라즈마의 성질

수조 도의 높은 온도에서는 우리가 알고 있는 중력, 전자기 력, 강한 핵력, 약한 핵력 중 강한 핵력(strong interaction) 이 가장 중요한 입자간의 작용이다. 강한 핵력(줄여서 강력)이 란 강입자(양성자, 중성자, 파이중간자 등)를 구성하는 쿼크 (quark) 입자들과 그들의 상호작용을 매개하는 글루온(gluon) 들의 힘과 작용을 이르는 말인데 이를 기술하는 이론은 양자 색역학(Quantum Chromodynamics 또는 QCD)이라고 한다. 양자색역학은 양자전자기학과 많이 다르다. 양자전자기학에서 는 입자들이 주고받는 에너지가 높아지면 높아질수록 유효전 하가 커지고 따라서 쿨롬의 힘이 더 커진다고 할 수 있다. QCD는 그 정 반대여서 쿼크들이 주고받는 에너지가 점점 더 높아지면 유효색전하는 점점 작아지고 따라서 쿼크들 간의 힘도 점점 더 약해지는 데 이 현상을 점근적 자유성(asymptotic freedom)이라고 부른다. 전자기력과 강력이 이렇게 다른 이 유는 광양자는 서로 상호작용을 하지 않으나, 글루온은 서로 상호작용을 하는데 있다. 또 글루온들의 상호작용은 에너지가 점점 낮아지면 강력의 세기를 점점 강하게 만들기도 한다. 그 래서 우리가 알고 있는 보통의 강입자들 속에는 쿼크들이 낮 은 에너지에서의 강력한 상호작용에 의해 단단히 뭉쳐져 있 어서 절대로 혼자서 강입자 밖으로 나와 존재할 수 없다.

그러나, 점근적 자유성에 의하면 온도가 거의 무한대인 계에서는 강력의 세기는 거의 영에 가까울 것이고, 그런 상태에서는 강입자들 속에 갇혀있었던 쿼크들과 글루온들도 자유로워질 수 있을 것이다. 이런 상태를 쿼크-글루온 플라즈마(quark-gluon plasma, QGP)라고 한다. 물론 온도가 거의무한대로 높아진 상태에서 속박상태로 남아있을 수 있는 입자는 없다. 하지만 이 논리에서 알 수 있는 것은, 보통의 상태에서는 항상 속박상태로 있을 수밖에 없는 쿼크과 글루온

조차도 어느 온도 이상이 되면 풀어져 상전이(phase transition) 가 일어날 수밖에 없다는 것이다.

강입자로 이루어진 보통의 핵물질에서 쿼크와 글루온으로 이루어진 QGP로의 상전이가 대강 어느 정도의 온도에서 일 어날 것인가를 유추해 보기 위해서 다음과 같은 논리를 적용 해 볼 수 있다. 간단하게 논리를 전개하기 위해 파이중간자로 만 이루어진 계를 생각해보자. 이 중간자 계의 입자밀도는 온 도가 높아지면 높아질수록 더 커지게 된다. 왜냐하면 온도가 높을수록 충돌에너지가 커지고 그로 인해 충돌 시 추가로 입 자를 더 생성해낼 수 있기 때문이다. 이렇게 높은 온도에서의 파이중간자 계의 밀도는 Bose-Einstein 통계함수를 사용해 계산할 수 있는데 밀도가 온도의 3승에 비례해서 상승하는 것을 알 수 있다. 그러므로 밀도의 1/3승에 반비례하는 입자 간 거리는 온도에 반비례한다. 파이 중간자의 지름은 약 1.4  $\times 10^{-15}$  m (1.4 fm: femtometer 또는 fermi)로 알려져 있 는데 입자중심끼리의 거리가 이 정도가 되는 온도는 약 2조 도 정도  $(200 \text{ MeV}/k_B)$ 이다. 그래서 온도가 2조 도가 되면 파이중간자들의 파동함수들이 모두 겹쳐지게 되고, 사실 쿼크 들이 중간자들 속에 갇혀있다는 것이 의미가 없어지고 말 것 이다. 그러하여 파이중간자 기체 상태에서 QGP 상태로의 상 전이가 일어나게 될 것이다.

상전이 온도를 이렇게 대강 유추해 볼 수는 있지만, 좀 더 정확하게 이론상으로 계산하는 것은 상당히 어려운 문제이다. 앞에서는 점근적 자유성을 이용해 아주 높은 온도에서는 물질이 QGP 상태로 될 수밖에 없다고 추론하였지만, 사실 2조 도의 온도가 점근적 자유성으로 인해 강력이 아주 약해질 수 있는 에너지에 해당하는 것은 아니다. 어떻게 보면, 이 온도(에너지)는 강력이 강하다고 할 수 있는 영역과 약하다고 할 수 있는 영역의 분계영역에 있다고 할 수 있어서 이론을 연구할때 가장 보편적으로 쓰이는 섭동론(perturbation theory)이유효하지 않다. 그러므로, 상전이 온도를 이론적으로 알아낼수 있는 방법은 현재로는 컴퓨터를 이용한 격자색이론(Lattice QCD)밖에는 없다. 최근의 격자색이론<sup>[1]</sup>에 의하면 상전이온도

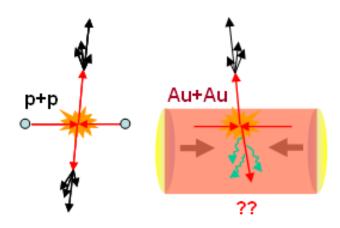


Fig. 2. In proton-proton collisions, di-jets created by two colliding hard partons both become final state jets. In heavy ion collisions, only one of the di-jets can survive. The other one is blocked by the surrounding QGP.

는 역시 약 2조 도(180 MeV/ $k_B$ ) 정도가 된다. 이 온도에서 점근적 자유를 얘기할 수는 없지만, 운동에너지가 속박상태를 벗어날 수 있을 만큼 충분히 커지게 된 것을 알 수 있다.

정리해 보면, 온도가 2조 도 이상인 QGP는 보통의 강입자가 아닌 강입자들을 원래 구성하고 있는 쿼크와 글루온들로 구성되어 있다. 그리고 이 상태의 에너지 밀도는 대단히 높다. 보통의 원자핵의 에너지 밀도는 약 160 MeV/fm³ 정도인 반면 온도가 2조 도(200 MeV/ $k_B$ )가 넘는 QGP의 에너지밀도는 그것의 15배가 되는 2.4 GeV/fm³ 정도나 된다. 이것을 보통 쓰는 단위로 환산하면, 약  $3.8\times10^{29}$  J/cm³ 정도인데 이 정도면 사방이 1 mm인 좁쌀만한 크기에 현재의 한국이 2억년 이상 쓸 전기에너지가 다 들어있는 것으로 비유할수 있다. 우주 전체가 이 정도 온도와 에너지 밀도를 가지고 있었을 때는 우주가 생성된 Big-Bang 직후 약 백만분의 1초정도 밖에 안 되는 아주 짧은 시간 동안밖에는 없었다.

# 중이온 충돌에서의 쿼크-글루온 플라즈마

앞에서 언급했듯이, QGP의 가장 두드러진 성질들은 극도로 높은 온도와 밀도이다. 그러므로 QGP의 성질을 알아내려면 우선 이들을 잴 수 있어야 하겠다. 지금부터는 쪽입자(parton)들의 경성 모드(hard mode)를 이용해 중이온 충돌로생긴 QGP의 극단적으로 높은 밀도와 온도를 어떻게 유추해낼 수 있는지에 대해 써 보기로 한다.

여기에 이용될 개념은 아주 간단하다. 어떤 입자가 밀도가 극도로 높은 물질을 뚫고 나와야 한다면, 그 입자의 가장 자 명한 성질 변화는 에너지를 잃어버리게 된다는 것이다. 입자 의 초기 에너지가 그리 크지 않다면 그 물질을 뚫고 나오지 못하고 그 속에 정지해 버리게 될 수도 있을 것이다. 벽돌 벽에 총을 쏘면 총알들이 하나도 뚫고 나가지 못하겠지만, 얇은 나무 벽에 총을 쏘면 총알들이 속도가 좀 줄기는 했어도 뚫고 나갈 수는 있을 것이다. 그렇다면 총알들의 초기 속도와 총알들의 최종 속도를 비교해 보면 벽이 어떤 물질로 만들어져 있는지 유추하는 것이 가능하다.

어떠한 계든지 그 계에 대해 알아내려면 위의 총알과 같은 탐사침(probe)이 필요하다. 대개의 낮은 에너지 실험에서는 알고자 하는 계와 탐사침은 별개이다. 중이온 충돌실험에서 가장 어려운 문제 중 하나는 충돌이 일어나는 시간과 공간이너무 짧고 작은 관계로 외부 탐사침을 넣기가 불가능하다는데 있다. 그러므로 어떻게 하든지 충돌해서 생성되는 계 안에서 초기성질을 잘 아는 부분과 잘 알지 못하는 부분(즉 QGP)을 분리하여 잘 아는 부분을 탐사침으로 이용해야 한다. 다행히도 고에너지 중이온 충돌에서는 자연스럽게 탐사침과 미지의 계를 분리해 낼 수 있다.

상대론적으로 높은 에너지에서 중이온 충돌은 대개 그림 1 과 같은 단계로 진행된다. 이렇게 높은 에너지에서의 중이온 내부의 자유도는 크게 두 가지로 분류할 수 있다. 중이온 안 에는 쿼크들과 글루온들이 가득 들어있는데, 이들 중 높은 에 너지를 가진 입자들을 경성 모드(hard mode)라 하고, 비교적 낮은 에너지를 가진 입자들은 연성 모드(soft mode)라고 한 다. 이 경성, 연성 모드 개념은 자주 쓰일 것이므로 여기서 간단히 설명을 하겠다. 양성자와 중성자 같은 핵자는 기본적 으로 세 개의 쿼크가 모여 만들어진다. 이 세 개의 쿼크는 각 기 강력의 색전하를 가지고 있으므로 글루온들로 이루어진 강한 색전자기장을 생성한다. 핵자를 높은 에너지로 가속하면 높아진 에너지는 대부분 원래의 쿼크입자들이 나누어 가지게 되고 (경성 모드), 색전자기장 속의 글루온들은 높아진 에너지 의 일부만을 나누어 가지고 있게 된다 (연성 모드). 하지만 RHIC이나 LHC에서와 같이 가속된 에너지가 워낙 높으면, 전체에너지의 일부만 가지고 있다고 해서 글루온들의 실제 에너지 값이 낮은 것은 아니다. 사실 중이온 충돌 시 QGP를 만들어 내는 것은 연성 모드의 충돌인데 (그림 1에서 b, c) 이것은 비록 연성 모드라 할지라도 그 속의 글루온들의 에너 지가 QGP로의 상전이가 일어나게 할 만큼은 충분히 크기 때 문이다. 충돌에너지의 많은 부분을 가지고 있는 경성 모드는 숫자도 작고 오히려 에너지가 너무 커 대부분의 경우 서로 스쳐 지나갈 뿐, 강하게 충돌하는 경우가 드물기 때문에 QGP를 만드는 데 참여하지 않는다. 앞에서 언급했듯이 핵자

#### **REFERENCES**

[1] F. Karsch, Nucl. Phys. A 698, 199 (2002).

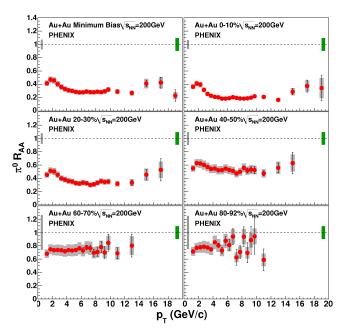


Fig. 3. The nuclear modification factor  $R_{AA}(p_T)$  measured by the PHENIX collaboration at RHIC. The figure is from Ref. [6].

당 충돌에너지가 높아지는 것에 비해 온도가 훨씬 느리게 높 아지는 것도 사실은 경성 모드가 아니라 연성 모드가 QGP를 만드는 데 그 이유가 있다.

경성 모드들도 가끔은 강하게 충돌하여 운동 방향이 바뀌는데 그렇게 되면 이들은 연성모드가 만들어 놓은 QGP를 뚫고 나가야만 한다 (그림 1에서 d). 경성 모드의 초기 에너지 분포는 중이온에서나 양성자에서나 거의 같다. 그러므로 경성모드끼리의 충돌은 중이온끼리의 충돌에서나 양성자끼리의충돌에서나 거의 같다. 경성모드의 입자들이 충돌해서 생기는 고에너지의 입자들을 제트(jet)라고 부르는데 그 이유는 이들이 강입자로 바뀔 때에 방향성이 강한 강입자들의 소나기를 만들기 때문이다. 이렇게 경성모드가 충돌해서 만들어 내는 제트는 양성자 충돌 실험으로부터 우리가 이미 그 성질을알고 있으므로 QGP의 탐사침으로 쓸 수 있다. 즉 에너지가극도로 높은 이 입자들이 밀도가 극도로 높은 QGP를 뚫고나올 때 성질이 어떻게 바뀌는가를 보면 마치 병원에서 CT-스캔으로 몸속을 들여다 볼 수 있는 것처럼 QGP 속을 들여다 볼 수 있다는 것이다.

우리의 경우 탐사침으로 사용하고자 하는 제트들의 에너지는 RHIC에서는 거의 30 GeV까지, LHC에서는 거의 1 TeV까지 이른다. 입자가 이 정도 에너지를 가지면 거의 못 뚫고나갈 것이 없다. 오직 QGP와 같은 극한 상태의 물질이라야이들의 진행을 저지할 수 있다. 이렇게 제트가 없어지거나 에너지를 잃어버리게 되는 현상은 제트 소멸(jet quenching)이라고 지칭되는데 제트 소멸을 보고 QGP의 성질을 유추해낼

수 있다는 생각은 1990년에 M. Gyulassy, M. Plumer 그리고 X.-N. Wang의 일련의 논문들에 벌써 발표되었다. [2,3] 이당시만 하더라도 QGP는 약한 상호작용을 하는 거의 이상기체에 가까운 것일 거라는 기대가 많았다. 그래서 제트 에너지의 변화도 그리 크지 않을 것이라는 것이 중론이었다. 2002년 처음 발표된 PHENIX 그룹의 RHIC에서의 고에너지 강입자 에너지 분포는 그런 통념을 여지없이 깨버리는 놀라운 결과였다. [4] 같은 무렵 발표된 STAR 그룹의 결과는 두 경성모드의 충돌로 양쪽으로 나와야 할 제트가 한쪽으로만 나오고다른 한쪽은 거의 없어져 버리고 만다는 사실을 분명하게 보여주어 (그림 2 참조) QGP가 전혀 이상기체와는 다르게 아주 강하게 상호작용하는 쿼크와 글루온들로 이루어진 유체라는 사실에 의문의 여지가 없게 만들어주었다. [5]

제트 소멸의 실험적 결과는 핵변형인자 $(R_{AA}(p_T))$ 라는 양으로 주로 표현하는데 이  $R_{AA}(p_T)$ 는 다음과 같이 정의되는 중이온 충돌에서의 강입자 횡운동량 분포와 양성자 충돌에서의 강입자 횡운동량 분포의 비율이다.

$$R_{AA}(p_{T}) = \frac{dN_{AA}/dp_{T}}{N_{\rm bin}dN_{pp}/dp_{T}} \label{eq:RAA}$$

여기서  $N_{\rm bin}$ 는 핵자간 충돌 개수인 규격화상수로 만약 중이온 충돌에서 제트 소멸이 일어나지 않았다면 비율이 1이 되도록 만들어 준다. 그림 3에는 가장 최근 PHENIX 그룹에서 발표한  $R_{AA}(p_T)$  값이 주어져 있다.  $^{[6]}$  놀라운 것은 겹침이 큰 중이온 충돌에서는 횡운동량의 값이 4 GeV/c에서부터 거의 20 GeV/c가 될 때까지  $R_{AA}(p_T)$  값은 거의 상수이며 아주작은 값인 0.2 정도를 계속 유지한다는 것이다.

# 제트 소멸의 이론들

이론적으로 중이온 충돌에서의 운동량분포는 확률분포적인 개념을 이용해 계산할 수 있다. 우선 각 중이온 속에 들어있 는 핵자(양성자와 중성자) 속의 쪽입자(쿼크나 글루온)들의 에

- [2] M. Gyulassy and M. Plumer, Phys. Lett. B 243, 432 (1990).
- [3] X. N. Wang and M. Gyulassy, BNL RHIC Workshop 1990: 0079-102.
- [4] S. Mioduszewski [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A 715, 199 (2003).
- [5] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [6] A. Adare et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. 101, 232301 (2008).

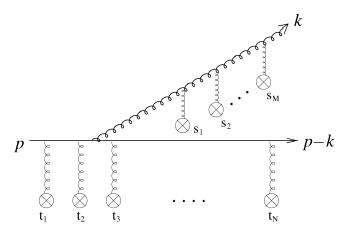


Fig. 4. A schematic form of Feynman diagrams to be resummed to calculate the gluon radiation rate, taking into account the LPM effect.

너지 확률 분포(parton distribution function)에 의해 쪽입자들의 충돌 에너지를 결정한다. 그러고 나서 충돌하는 쪽입자들이 충돌 후에는 어떤 에너지 분포를 가질 것인가를 결정해야 하는데 이것은 이미 이론적으로 잘 알려져 있는 충돌단면적을 이용하여서 할 수 있다. 그런 후에는 충돌 후에 쪽입자들이 QGP를 뚫고 나가면서 어떻게 에너지가 바뀌는가를나타내는 확률에 의하여 QGP를 뚫고 나온 쪽입자들의 최종에너지를 결정한다. 다음에는 QGP를 뚫고 나온 쪽입자들이 어떤 에너지를 가진 강입자로 바뀌어질 것인가를 알아야 하는데 그것은 쪽입자의 강입자화를 확률적으로 나타나는 단편함수(fragmentation function)를 통해서 알 수 있다. 여기에원래 충돌한 핵자들의 중이온 속에서의 위치를 결정하는 기하학적인 확률 인자들을 곱해서 모두 적분해 주면 중이온 충돌에서의 운동량 분포 계산이 끝나게 된다.

이중 QGP를 공부하기 위해 이론 물리학자가 해야 하는 일은 경성 모드의 쪽입자가 QGP를 뚫고 나오면 어떻게 에너지가 변하는가를 보여주는 확률함수를 계산하는 일이다. 이 확률함수를 계산하는 것이 그리 쉬운 일은 아니다. 우선 QGP 매질이 정적으로 가만히 있는 것이 아니라 계속 팽창하며 변화하고 있고, 그 속에 들어 있는 입자들끼리도 강한 상호작용을 하고 있어서, Feynman 도형을 그려 할 수 있는 섭동론적계산에는 상당한 어려움이 있다. 결국 계산을 마치려면 가정과 근사를 할 수밖에 없다. 어떤 가정과 근사를 하는가에 따라 결과와 결론이 조금씩 달라질 수는 있지만, 기본적인 물리가 공통으로 들어 있는 한 계산들과 실험치가 잘 맞아야 할 것이다.

여러 그룹의 많은 연구자들이 제트 소멸의 놀라운 실험결과가 밝혀지기 전후로 경성 모드의 쪽입자가 QGP 매질 안에서 에너지를 잃는 확률에 대해 나름대로 합당한 가정과 근사

를 이용해 이론을 제시하고 자신들의 답을 내놓아 왔다. 여기 서는 그 이론들이 갖는 가장 중요한 공통점과 서로 다른 점 에 대해 간단히 논의해 보기로 하겠다.

제트를 만드는 쪽입자의 성질이 매질 안에서 변하는 이유는 물론 운동하는 쪽입자가 매질 안의 입자들과 충돌하기 때문이다. 그러므로 제트 소멸을 계산하기 위해서는 우선 매질속을 뚫고 지나가는 쪽입자와 이미 매질 속에서 열역학적 평형을 이루고 있는 쪽입자들 간의 충돌단면적과 그에 따르는 충돌율을 계산하는 것이 우선 과제이다. 만일 고리 전개를 이용한 섭동론이 유효하다면, 이런 계산이 그렇게 복잡하지는 않다. 하지만 온도가 상대론적으로 높은 계에서는 이 방법이유효하지 않다. 우선 에너지와 운동량의 분산관계가 달라진다. 또 Bose-Einstein 분포함수의 성질 때문에 진공에서는 일어나지 않는 적외선발산(infrared divergence)이 일어날 수있다. 매질을 뚫고 지나가는 쪽입자와 매질에 속한 입자들 간의 아주 잦은 그러나 아주 얇은 충돌들은 또 다른 적외선발산을 생기게 한다. 이 모든 것들이 어우러져 보통의 고리 전개방법은 유효하지 않게 되어버린다.

위의 이유로 Feynman 도형의 무한급수를 계산해야 비탄 성충돌로 인한 쪽입자의 방사성 에너지 감소를 계산할 수 있 다는 것은 참고문헌 [7, 8, 9, 10] 등에서 처음으로 입증되었 다. 이 방법을 흔히 저자들의 성을 따서 BDMPS-Z 접근법이 라 하는데 그 요점은 다음과 같다. 점근적 자유성에 의해 섭 동이론이 가능할 만큼 온도(즉 에너지)가 높은 QGP 매질을 생각해 보자. 이런 매질을 뚫고 나가는 아주 높은 에너지를 가진 쪽입자는 매질 속에서 열역학적 평형을 이루고 있는 다 른 쪽입자들과 부드럽게 그러나 자주 반응함으로서 살짝 질 량 껍질을 벗어나게 되었다가 결국 진행방향이 거의 같은 글 루온을 방사하게 된다. 이때 이 글루온은 원래 쪽입자 에너지 의 상당한 부분을 가지고 나갈 수 있다. 하지만 진행방향이 거의 같기 때문에 양자역학적 결맞음효과가 커지게 되므로 상당한 거리를 진행하여 서로 벌어져 나가기 전에는 이 글루 온이 양자역학적 요동 때문에 생긴 원래 입자의 한 부분인지 또는 독립적인 다른 입자인지 구별할 수 없다. 그래서 이렇게 결맞음이 일어나는 동안에 생기는 다른 산란이나 충돌은 있 으나 마나 한 것이 되어버리고 만다. 다시 말하면 일회의 산 란이나 수회의 산란이나 글루온을 방사하게 하는 효과는 같

- [7] R. Baier et al., Nucl. Phys. B 483, 291 (1997).
- [8] B. G. Zakharov, JETP Lett. 65, 615 (1997).
- [9] R. Baier et al., Nucl. Phys. B 531, 403 (1998).
- [10] R. Baier et al., JHEP 0109, 033 (2001).

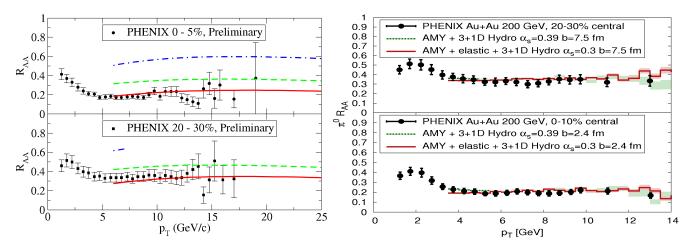


Fig. 5. The nuclear modification factor  $R_{AA}(p_T)$  calculated by the McGill-AMY group. The left panel shows the results using 2+1D hydrodynamics as the background QGP evolution. The blue line includes only the effect of elastic collisional energy loss. The green line includes only the effect of radiational energy loss. The red line includes both. The right panel shows the results using 3+1D hydrodynamics and the newly developed MARTINI event generator. The green line contains only the effect of radiational energy loss. The red line contains both radiational and collisional energy loss.

다는 것이다. 이것을 Feynman도형으로 풀어 얘기하면 가장 낮은 차수의 도형 (일회 산란)이나 높은 차수의 도형(수회 산란)이 결국 같은 크기라는 것이 되고 그러므로 방사성 에너지 감소를 제대로 계산하려면 그림 4에 표현된 특정한 모양의 도형들을 무한 차수까지 모두 더해야 한다는 결론을 얻을 수 있다. 이 효과는 LPM(Landau-Pomeranchuck-Migdal) 효과라고 불린다.

BDMPS-Z와 그 이후의 이론들은 결국 모두 그림 4에 나와 있는 도형들을 어떻게 계산하고 합하는가를 연구한 것이다. 이 이론들은 한가지(HT<sup>[11]</sup>)를 제외하면 대개 저자들의 이름이나 대학이름을 따서 BDMPS,<sup>[7]</sup> GLV,<sup>[12]</sup> DGLV,<sup>[13]</sup> WHDG,<sup>[14]</sup> ASW,<sup>[15]</sup> McGill-AMY<sup>[16,17]</sup>로 불려지는데 서로 다른 점들을 비교하면 다음과 같다.

우선 QGP 매질 내부의 열역학적 쪽입자들을 동적인 개체로 삼고 계산하는지(McGill-AMY, DGLV, WHDG) 또는 정적인 개체로 근사할 것인지(BDMPS, GLV, ASW)가 다르다. (HT 접근법은 두 가지를 모두 다룰 수 있는 좀 더 일반적인방법이다.) 계산한 도형들을 어떻게 다 합하는가 하는 방법의차이도 슈빙거-다이슨(Schwinger-Dyson)식을 이용하는 방법(McGill-AMY, BDMPS), 길적분을 이용하는 방법(Zakharov, <sup>[8]</sup> ASW), 반응연산자를 이용한 불투명도 전개방법(GLV, DGLV, WHDG) 등 다양하다. 또 다른 점은 각 이론들이 어떻게 제트 입자가 QGP 내에서 전파하는가를 다루는가 하는 것이다. BDMPS를 비롯한 대부분의 이론들이 글루온의 다중 방사는 Poisson 확률 분포를 따른다는 가정을 하여 이 문제를 다루고 있고, McGill-AMY 방법에서는 제트 입자가 있는 곳의 국

소적 QGP의 성질을 감안한 포커-플랑크(Fokker-Planck)식을 풀음으로서 이 문제를 해결하고 있다. 위의 방법들은 모두 장단점이 있지만 파이중간자의 핵변형인자 실험치는 모두 잘 계산해내고 있다.<sup>[18]</sup>

예를 들어서 McGill 대학 그룹이 만든 McGill-AMY 방법을 이용해 구한 파이중간자  $R_{AA}$ 는 그림 5에 있다.  $^{[16,17,19]}$  이 그림에는 방사성 에너지 감소와 탄성산란 에너지 감소의 효과가 함께 들어있고 매질이 유체역학적으로 진화하고 있다는 사실도 전적으로 반영되어 있다. 또 이 그림에 나타낸 결과들은 적어도 파이중간자에 대해서는 실험치를 잘 계산해 낼 수

- [11] A. Majumder and X. N. Wang, "Modification of the dihadron fragmentation function in nuclear matter," arXiv:0806.2653.
- [12] M. Gyulassy et al., Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter, Published in Quark Gluon Plasma 3, edited by R. C. Hwa and X. N. Wang (World Scientific, Singapore).
- [13] M. Djordjevic and U. Heinz, Phys. Rev. C 77, 024905 (2008).
- [14] S. Wicks et al., Nucl. Phys. A 784, 426 (2007).
- [15] N. Armesto, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. D 69, 114003 (2004).
- [16] S. Turbide et al., Phys. Rev. C 72, 014906 (2005).
- [17] G. Y. Qin et al., Phys. Rev. Lett. 100, 072301 (2008).
- [18] S. A. Bass et al., Phys. Rev. C 79, 024901 (2009).
- [19] B. Schenke, C. Gale and S. Jeon, Phys. Rev. C 80, 054913 (2009).

있다는 걸 보여준다. 이 계산과 다른 방법들을 사용한 계산들의 공통점은 적어도 온도가 3조 도  $(300 \text{ MeV}/k_B)$ 이상 되는 OGP로 된 초기 상태가 꼭 필요하다는 점이다.

### 토론과 결론

이 글에서는 지금까지 제트 소멸에 대한 이론적인 개요를 살펴보고 이 현상이 어떻게 QGP와 밀접한 관계가 있는지 알아보았다. 제트 소멸을 설명하는 서로 다른 이론들이 몇 가지 있지만 이론적인 출발점은 결국 같다는 것도 보았고, 그들이 계산한 파이중간자의 핵변형인자 값도 다들 QGP가 생겼다는 가정 하에 계산해 낼 수 있다는 것도 보았다. 하지만 이것으로 제트 소멸을 이용한 QGP 성질의 탐구가 끝나는 것은 전혀 아니다. 서로 다른 이론들이 QGP에 대해 같은 결론을 내고 있다는 것은 좋은 일이나 서로 다른 이론들이 동시에 모두 옳을 수는 없다. 어떤 이론이 더 실제에 가까운가를 알려면, 모두가 잘 해낼 수 있는 파이중간자  $R_{AA}$ 외의 다른 양들을 계산하여 비교해 봐야 한다.

우선 방위각 분포에 따른 파이중간자  $R_{AA}$ 가 있다. 이 양의실험결과는 초기계의 모양에 따라 상당히 큰 방위각 의존도를 보이고 있어서 $^{[20]}$  앞으로 어느 이론이 계의 크기가 유한하기 때문에 생기는 보정을 가장 잘 포함하고 있는가를 결정하는 데 큰 구실을 할 것으로 기대된다. 최근에 발표된 STAR 그룹의 강입자가 무거울수록 제트 소멸 효과가 작아진다는실험결과 $^{[21]}$ 는 이론들을 잴 수 있는 또 다른 잣대를 제공한다.케이중간자의  $R_{AA}$ 가 파이중간자의  $R_{AA}$ 보다 크다는 것은 OGP 안에 업쿼크, 다유쿼크 그리고 스트레인지쿼크가 거의

동량으로 들어있다는 사실로 설명할 수도 있겠지만, 양성자의 경우는 아직 좋은 이유가 밝혀지지 않고 있다. 이 실험결과는 과연 우리가 제트와 QGP 매질과의 상호작용을 제대로 이해하고 있는가를 가늠해 볼 수 있게 해줄 수 있을 것이다. 그외에도 광양자 그리고 광양자와 제트의 상관관계 등 설명해야 할 많은 실험치가 기다리고 있다. 이들을 한 가지씩 더 이해하고 설명해 나아갈 때마다 QGP에 대한 이해가 더 깊어질 것이다.

앞으로의 전망을 얘기해 보자면, 실험에서는 곧 있을 LHC에서의 중이온 충돌실험에서 더 많고 더 자세한 제트 소멸실험결과를 기대할 수 있다. 이것은 RHIC에 비해서, LHC에서 만들어질 온도는 2배 정도인데 제트 에너지는 적어도 20배는 뛰기 때문이다. 이론상으로는 앞으로의 제트 소멸 연구는 주로 몬테 칼로 시늉을 이용한 event 제조기들을 통하여수행될 것으로 예상되는데 이것은 실제와 유사한 모든 효과를 포함시키고 실험에서 요구되는 측정의 한계까지 모두 만족시키는 계산을 하기에는 해석학적 방법이 도저히 역부족이기 때문이다. 실제로 다양한 event 제조기들이 나오고 있어서 앞으로 우리가 SPS, RHIC, LHC의 실험결과를 모두 아울러어떤 새로운 사실을 발견할 수 있을지 사뭇 기대가 된다.

- [20] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C 76, 034904 (2007).
- [21] L. Ruan [for the STAR Collaboration], "Production and energy loss of strange and heavy quarks," arXiv:1001. 3347.