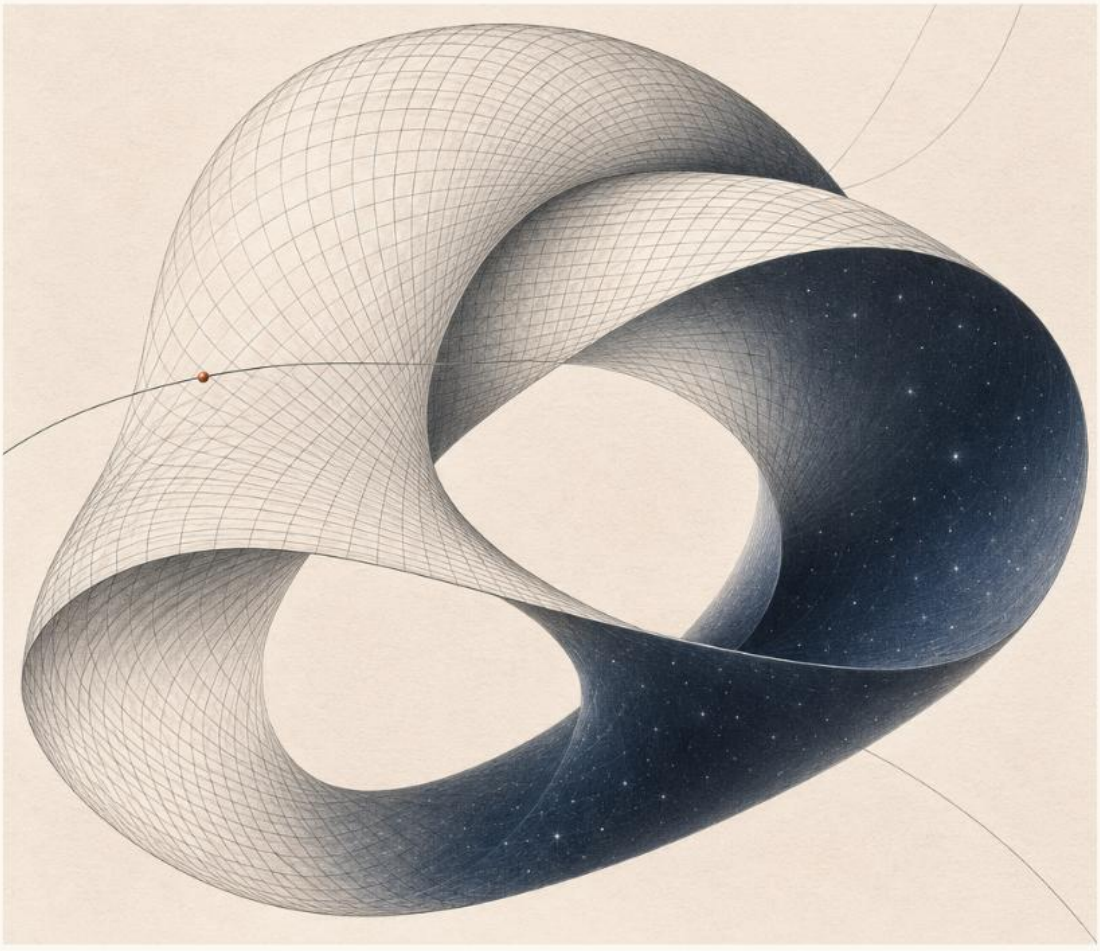
세계가 들어갈 곳은 없다



Eudgene Brenev
Mira Veyran

2026

Eudgene Brenev

Mira Veyran

세계가 들어갈 곳은 없다

과학 지식의 경계에서 살펴보는 우주의 기원과 구조

2026

목차

그림 목록 5

머리말 7

제I부 관측 가능한 우주

1 세계가 들어갈 곳은 없다 9

2 과거를 어떻게 볼 것인가 16

3 무엇이 팽창하는가 23

4 뜨거운 역사 30

5 첫 별 이전의 우주 41

제II부 보이지 않는 성분들

6 보이지 않는 질량 52

7 왜 물질이 남았는가 60

8 가속하는 우주 67

9 빈 공간의 무게는 얼마인가 77

10 측정들은 어디에서 어긋나는가 85

제III부 익숙한 시작 이전

11 구조는 어디에서 왔는가 97

12 우주 구조의 기원은 양자적이었는가 106

13 뜨거운 시작 이전 114

14 시간에는 왜 방향이 있는가 121

제IV부 근본적인 구조

15 '어디'는 무엇으로 이루어져 있는가 131

16 추가 차원 141

17 공간은 닫힐 수 있는가 148

18 다른 우주들 155

19 중력은 언제 양자적이 되는가 162

제V부 열린 미래

20 한 우주의 여러 미래 170
21 자연에 어떻게 질문할 것인가 178
22 인공지능과 함께하는 우주론 186
맺음 이야기 196
부록 A 계산과 그 적용 범위 198
부록 B 연구 프로그램 214
부록 C 계산 과제와 재현 225
개념 용어집 229
참고문헌 236

그림 목록

판화는 설명과 함께 제시되어 모형, 비유, 실험 장치의 구성을 떠올리는 데 도움을 준다. 계산 그래프와 도식은 본문에서 별도로 «그림»이라고 표시한다.

판화

1. 기하학은 안에서 측정할 수 있다 10
2. 관측 영역은 관찰자에 따라 달라진다 12
3. 마지막 산란은 빛의 길을 연다 19
4. 거리는 커지지만 결합된 계는 자신의 척도를 유지한다 26
5. 초기 플라스마가 가벼운 원자핵을 남길 때 32
6. 중성미자 표적에서 전자 신호로 38
7. 주파수는 과거의 서로 다른 층을 드러낸다 46
8. 달 뒷면에서의 전파 관측 50
9. 빛은 보이지 않는 질량 분포를 드러낸다 54
10. 두 상 사이를 움직이는 경계 64
11. 우주론적 장과 실험실 시계 72
12. 전체 장치 안의 빈 공간 81
13. 팽창 척도에 이르는 두 경로 87
14. 작은 불균일성에서 우주 거대구조망으로 98
15. 하나의 통계적 흔적과 여러 설명 107
16. 반등 가설과 섭동의 운명 116
17. 엔트로피와 제거한 제약 123
18. 물질의 응집과 빠져나가는 에너지 124
19. 양자적 연결에서 기하학적 기술로 135
20. 양자 시뮬레이터와 기하학적 해석 139
21. 분해능에 가려진 방향 142
22. 짧은 거리에서의 힘 측정 147
23. 같은 원천의 두 모습 150
24. 서로 다른 장 상태의 영역들 157
25. 무한을 세는 순서 158
26. 양자 상태를 보존하기 168
27. 공통의 역사와 서로 다른 이어짐 172
28. 새로운 측정 각도 181
29. 빠른 계산과 정확한 기준 188

30. 따로 남겨 둔 데이터에서의 검증 195

계산 그림과 도식

1. 우주적 거리 27
2. 우주 역사 관측 창 44
3. 스칼라 퍼텐셜의 복원 71
4. 적색편이의 시간 변화 74
5. 세 관측 경로의 공통 매개변수 94
6. 이차원 평탄 토러스의 위상 149
7. 두 질량의 공간적 가지 163
8. 공통의 과거 역사를 가진 두 가지 미래 175
9. 두 모형의 구별 가능성 지도 192

머리말

모든 과학적 답에는 적용 범위가 있다. 존재하는 모든 것에 관해 물을 때에는 이 점을 쉽게 잊는다. 별의 나이를 측정했다고 해서 시간의 나이까지 측정한 것은 아니다. 뜨거운 초기 우주를 기술해도 그 기원에 관한 질문은 여전히 남는다. 이용 가능한 신호의 경계를 정하고 나서야 그 경계가 세계의 구조에 관해 무엇을 말해 주는지 알아보기 시작한다.

이 책은 관측의 토대에서 출발하여 아직 널리 합의된 답이 없는 문제에 이르기까지 우주론을 탐구한다. 공간, 시간, 물질, 우주의 초기 역사와 가능한 미래를 살펴볼 것이다. 앞으로 나아갈수록 확실성의 정도도 달라진다. 정밀한 측정에서 모형 안의 추론으로 넘어가고, 이어 경쟁하는 이론적 기술과 새로운 검증의 제안들이 등장한다.

이 책의 제목은 주변 사물을 이해하는 데 오랫동안 도움이 되었던 습관과 관련되어 있다. 모든 물체는 어딘가에 있고 그 주위에는 다른 물체들이 있다. 이 습관을 공간 전체에 한꺼번에 적용하면 또 하나의 장소가 있어야 한다고 요구하게 된다. 물리학에서는 질문을 달리할 수 있다. 어떤 관계가 거리와 방향을 가능하게 하며, 그것들은 어떻게 측정되는가? 이를 기술하려면 외부 좌표가 필요한가? 여기서는 질문을 어떻게 표현하는지 주의 깊게 살피는 일도 탐구의 일부가 된다.

우리는 실제로 관측 기기에 들어오는 빛과 입자, 물리량의 변화에서 시작할 것이다. 이어 우주의 팽창과 초기의 뜨거운 역사를 어떻게 복원하는지 살펴본다. 암흑물질, 추가 차원, 우주의 이전 역사에 관한 논의를 관측과 연결하려면 이러한 토대가 필요하다. 이미 검증된 물리학이 어떤 제약을 부과하는지 이해할 때 이론적 상상력의 자유는 특히 큰 가치를 지닌다.

이후의 장들에서는 한 가지 요구로 거듭 돌아갈 것이다. 공통된 기제를 제안한다면 서로 다른 관측에서 일관된 귀결이 나와야 한다. 새로운 입자의 성질은 물질의 기원과 연결된다. 추가 방향의 기하학은 그 방향에 따른 스펙트럼과 가능한 상호작용에 연결된다. 암흑에너지의 동역학은 팽창, 구조의 성장, 일부 모형에서는 실험실 측정과도 연결된다. 이러한 연결을 통해 가설은 자신과 모순될 수도 있는 결과와 마주할 수 있다.

별도의 장들에서는 첫 별 이전의 시대, 진공의 중력, 구조의 양자적 기원을 검증할 가능성을 다룬다. 이 주제들은 서로 다른 설명 수준을 연결한다. 알려지지 않은 초기

스펙트럼, 이미 존재하는 장의 동역학, 기하학 자체가 물리적 대상이 되는 조건이다. 마지막에는 중요한 각 단계를 독립적으로 확인할 가능성을 유지하면서 계산과 인공지능이 이런 설명들의 비교를 어떻게 도울 수 있는지 살핀다.

각 장에는 물리적 검증을 다루는 절이 있다. 측정할 물리량, 이미 존재하거나 제작 가능한 장치, 주요 방해 요인, 추론의 한계를 설명한다. 때로는 기존 자료를 다시 처리하는 일이 가장 먼저 필요하다. 더 정밀한 실험실 실험이 필요한 경우도 있다. 또 어떤 경우에는 그 가설이 아직 제시하지 못한 예측부터 계산해야 한다. 기술에 관한 질문은 설명들을 구별할 수 있는가라는 질문과 함께할 때 의미가 있다.

본문은 우주론의 모든 수학을 미리 알지는 못하더라도 새로운 개념을 차근차근 이해하려는 독자를 대상으로 한다. 관계를 이해하는 데 꼭 필요한 몇몇 공식은 본문에 제시한다. 더 자세한 규약과 재현 가능한 예제는 부록에 모았다. 구체적인 연구 프로그램, 용어집, 참고문헌도 함께 제시한다. 이 책은 두 가지 속도로 읽을 수 있다. 생각의 흐름을 순서대로 따라가거나, 개별 결론을 뒷받침하는 계산으로 되돌아갈 수 있다.

계산 예제의 역할은 한정되어 있다. 모형의 구조를 보여 주거나, 수학적 귀결을 확인하거나, 익숙한 추론이 하나로 결정되지 않음을 드러낸다. 그 매개변수를 곧바로 우주에서 측정된 성질로 받아들여서는 안 된다. 제안하는 공동 검증은 기존의 과학 연구 방향을 발전시킨다. 개별적인 새 생각의 우선권을 확립하려면 문헌과의 별도 비교가 필요할 것이다. 관측 자료의 계산을 아직 수행하지 않은 경우에는 그 점을 명시한다.

우주론은 계속 발전한다. 논증의 가치는 표에 실린 최신 수치만으로 결정되지 않는다. 그 수치를 얻은 방법, 전제에 대한 의존성, 반드시 따라야 하는 귀결을 같은 물리적 방법이나 다른 방법으로 검증할 수 있는지가 중요하다.

과학의 최전선에서는 깊이 있어 보이는 질문과 이미 연구할 수 있는 질문의 차이가 특히 뚜렷하다. 전자에서 후자로 나아가려면 종종 언어 자체를 재구성해야 한다. 이 책의 과제는 바로 그 재구성에 있다. 다음 단계를 방정식, 관측, 실험 장치로 기술할 수 있을 만큼 미해결 문제를 명확하게 만드는 것이다.

제I부 관측 가능한 우주

제1장

세계가 들어갈 곳은 없다

탁자 위에 상자를 놓아 보자. 안에는 돌이 있고, 주위에는 공기가 있으며, 방의 벽 너머로는 도시가 이어진다. 모든 물체는 공간의 일부를 차지하고 저마다 주변을 갖는다. 우리는 이런 사물의 배치에 너무 익숙한 나머지 그 방식을 세계 전체에 적용한다. 우주가 존재한다면 우주도 어딘가에 있어야 할 것이다. 우주가 팽창한다면 옆에 자리가 비워져야 할 것이다. 우주에 시작이 있었다면 그전에도 어떤 다른 시간의 흐름이 있었어야 할 것이다.

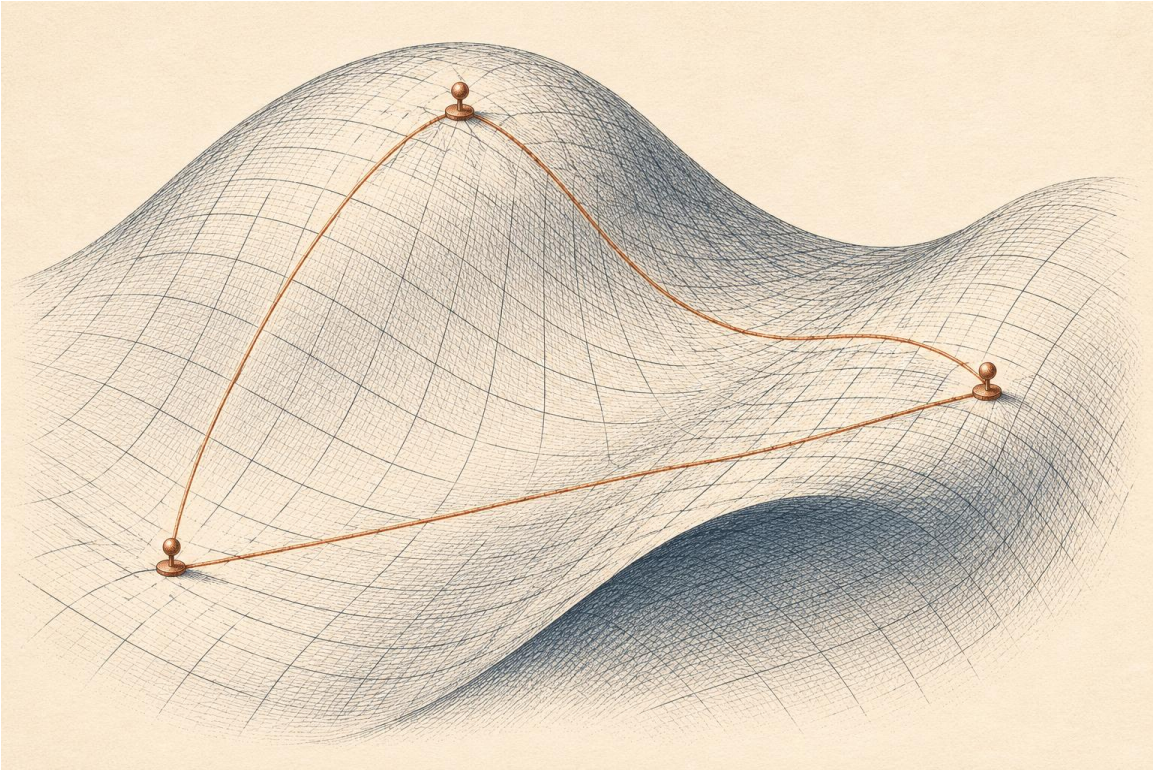
이렇게 이 책의 제목이 된 질문이 생겨난다. 일상에서는 이 질문이 우리를 거의 틀린 길로 이끌지 않기에 그 생각에서 벗어나기 어렵다. 하지만 «우주»라는 말은 사고의 규모를 바꾼다. 우리는 장소, 크기, 거리라는 개념 자체가 의미를 갖게 하는 조건을 묻기 시작한다. 상자에 적용하던 규칙만으로는 공간 자체를 설명하기에 부족할 수 있다.

아직 이것은 답이 아니다. 바깥 세계에 관한 질문을 잘못된 질문이라고 부르며 금지할 수는 없다. 대신 질문에 이미 어떤 가정을 넣었는지, 그 가운데 무엇이 필수적인지, 어떤 관측 가능한 귀결로 이어지는지 알아볼 수 있다. 이 길을 따라가면 익숙한 하늘의 모습에서 아직 수학적 모형으로만 존재하는 생각들로 나아갈 수 있다.

바깥 상자 없는 공간

거리와 각도, 신호의 전달 시간을 측정할 수 있지만 자신의 세계를 바깥에서 바라볼 수는 없는 연구자를 상상해 보자. 그는 최단 경로들로 삼각형을 만들고 내각을 비교하며 이웃한 궤적들이 어떻게 벌어지는지 추적한다. 기술에 외부의 무대가 전혀 등장하지 않아도 이러한 측정으로 기하학에 관한 정보를 얻을 수 있다.

평면에서 최단 경로들로 이루어진 삼각형의 내각 합은 직각 두 개의 합과 같다. 구면에서는 북극에서 적도까지 간 뒤 직각으로 돌아 적도의 사분의 일을 지나고, 다시 방향을 틀어 다른 자오선을 따라 북극으로 돌아올 수 있다. 직각 세 개를 가진 삼각형이 만들어진다. 여행자는 표면을 한 번도 벗어나지 않고 곡률을 발견했다. 삼차원 공간에 구를 그리면 상상에 도움이 되지만 측정 결과는 표면 자체의 언어로 적힌다.



판화 1. 기하학은 안에서 측정할 수 있다. 거리와 방향은 공간 자체의 내부에서 측정할 수 있다. 여기서 휘어진 표면은 이차원 비유다. 연구자는 경로들과 그 상대적 배치로 곡률을 알아낸다. 바깥에서 보는 시점은 그림에 필요하지만 물리적 기술의 필수 요소는 아니다. 이 판화가 정확한 계량을 정하지는 않는다.

팽창하는 풍선이라는 익숙한 비유가 도움이 되는 부분은 여기까지다. 이 비유는 표면에 특별한 중심이 없어도 점들 사이의 거리가 늘어날 수 있음을 보여 준다. 그러나 고무, 내부의 공기, 풍선 주위의 방은 탁자 위 모형의 구성 요소다. 별도의 물리적 근거 없이 그것들을 우주론으로 옮겨서는 안 된다. 삼차원 공간을 기술하는 데 바깥의 방이 꼭 필요한 것은 아니다.

일반상대성이론에서는 시공간의 기하학도 물리적 기술에 포함된다. 기하학은 간격을 어떻게 측정하는지, 어떤 사건들 사이에 신호를 주고받을 수 있는지를 정한다. 물질과 기하학은 방정식으로 연결된다. 좌표는 사건을 표시하는 데 도움이 되지만 그 자체가 물리적인 자와 시계는 아니다. 관측되는 거리와 시간을 유지하면서 좌표를 바꿀 수 있다.

그렇다고 더 포괄적인 구조가 불가능하다는 결론이 나오는 것은 아니다. 추가 차원이 있는 이론은 바로 그런 구성을 제안한다. 다만 그것은 고유한 방정식과 검증이 필요한 추가 가설이다. 어떤 물리적 세계든 또 하나의 물리적 세계 안에 넣어야 한다는 논리적 요구는

아직 없다. 바깥 상자가 끝없이 이어진다는 생각은 측정에서 나온 것이 아니라 처음의 습관에서 나온다.

우주라는 말의 세 가지 의미

일상적인 대화에서 «우주»라는 말은 여러 역할을 동시에 맡곤 한다. 물리적 실재 전체를 가리키기도 하고, 특정 우주론 모형의 시공간을 가리키기도 하며, 신호가 우리에게 도달할 시간이 있었던 영역을 뜻하기도 한다. 이 의미들은 겹치지만 경계에 관한 질문에는 서로 다른 답을 준다.

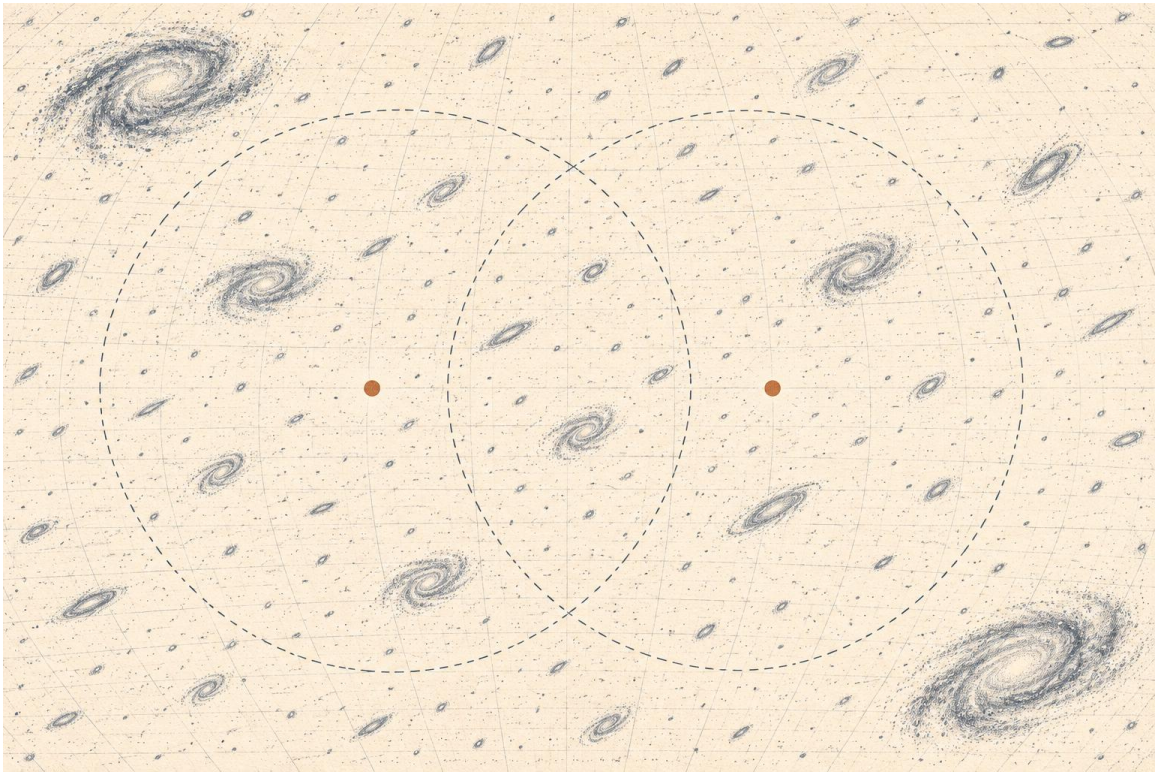
관측 가능한 영역은 신호가 전파되어 온 역사에 의해 제한된다. 빛의 국소 속도는 유한하고 우주의 기하학은 변한다. 따라서 우리에게는 사건들의 일부에 관한 정보만 도달했다. 이러한 접근의 경계가 물리적 벽, 물질의 끝, 공간의 단절과 일치할 필요는 없다. 충분히 멀리 있는 사람에게는 다른 관측 가능 영역이 있을 것이다. 우리가 우리 관측 영역의 중심에 있다는 것은 관찰자를 중심으로 지도를 만드는 방식에서 비롯된다.

표준 우주론의 기하학에서는 입자 지평선, 미래 사건 지평선, 허블 구를 구분한다. 첫째는 접근 가능한 과거와 관련된다. 둘째는 선택한 시각에 방출된 신호가 언젠가 관찰자에게 도달할 수 있는 영역을 제한한다. 이는 이후의 팽창 역사 전체에 달려 있으며 모든 모형에 존재하지는 않는다. 셋째는 현재의 팽창률로 정해진다. 일반적으로 이들의 반지름은 서로 다르다. 허블 구 자체가 가시성의 절대적 경계는 아니다. [1]

차이의 척도를 느끼기 위해 비상대론적 물질, 복사, 양의 우주상수를 포함하는 학습용 평탄 모형을 보자. 물질에는 일반 물질과 암흑 성분이 포함되며, 뒤의 성분은 제6장에서 자세히 다룬다. 표준 우주론 값에 가까운 매개변수를 선택하면 나이는 약 138억 년, 현재 입자 지평선 반지름은 약 461억 광년이다. 이는 명시한 모형에 대해 우리가 계산한 결과다. 공식과 매개변수는 부록에 제시했다. 빛이 전파하는 동안 거리가 바뀌었으므로 반지름은 나이에 광속을 곱한 값과 같지 않다.

461억이라는 수에는 이미 비교 방식이 담겨 있다. 거리를 오늘날이라는 동일한 우주 시간의 단면으로 환산한 것이다. 망원경 자체가 그런 단면을 보는 것은 아니다. 멀리 볼수록 광원의 더 이른 상태를 관측한다. 접근 가능한 과거의 경계와 오늘날 거리의 지도는 계산으로 연결된다. 하나의 완성된 사진에 그대로 겹쳐 있는 것이 아니다.

모형을 관측 범위 밖까지 연장할 때에는 그곳에서도 모형의 규칙이 적용된다고 가정한다. 그러한 외삽에 충분한 근거가 있을 수 있지만, 그 의미는 측정과 다르다. «더 멀리에도 같은 우주가 있다»는 말은 모형을 단순하게 연장한 것이다. «더 멀리 무엇이 있는지 우리가 본다»고 말하려면 우리에게 없는 신호가 필요하다.



판화 2. 관측 영역은 관찰자에 따라 달라진다. 서로 다른 관찰자 둘을 중심으로 가상의 두 관측 영역을 구성했다. 일부가 겹치며 그려진 환경은 영역 밖으로도 이어진다. 윤곽은 신호에 접근할 수 있는 한계를 뜻하며 벽이나 물질의 끝이 아니다. 시각적 비유일 뿐이다. 지평선의 크기와 현재 거리는 별도의 우주론 계산으로 정한다.

벽 없는 유한성

공간이 유한하다는 것 역시 가장자리가 있다는 뜻과 같지 않다. 특정 방향으로 충분히 오래 움직인 여행자가 출발점으로 돌아오는 기하학을 정할 수 있다. 다른 공간에서는 그런 귀환이 불가능하다. 이 세계들은 작은 근방에서는 같은 기하학적 성질을 가지면서도 먼 영역들이 연결되는 방식에서 다를 수 있다.

이러한 연결 방식을 연구하는 것이 위상수학이다. 기하학은 특히 거리와 곡률을 다루고, 위상수학은 연결에 관한 더 일반적인 성질을 다룬다. 따라서 관측된 공간 곡률이 영에 가깝다고 해서 공간 전체의 크기가 무한하다고 확정할 수는 없다. 부피가 유한한 평탄

콤팩트 모형도 존재한다. 이런 구성이 가능하다는 것은 수학적 사실이다. 우리 우주가 이 부류에 속하는지는 관측으로 판단해야 한다. [2]

그래도 실제 물리적 경계를 가정한다면 어떨까? 그러려면 경계 부근에서 물질과 신호가 어떻게 거동하는지 기술해야 한다. 빛이 그 경계에 도달할 수 있는가? 경계에서 장의 상태를 정하는 것은 무엇인가? 경계는 허용되는 진동과 에너지 분포를 바꾸는가? 이런 조건을 제시한 뒤에야 «가장자리»가 물리적 가설이 된다. 빈 공간에 벽을 그린다고 이런 조건이 저절로 정해지지는 않는다.

경계가 단순히 인과적으로 접근할 수 있는 범위 밖에 있는 영역도 생각할 수 있다. 그 경우 멀리 경계가 존재한다는 사실만으로 여기서 측정할 수 있는 효과가 보장되지는 않는다. 검증하려면 추가 연결이 필요하다. 예컨대 전체 역사나 관측되는 장의 상태에 영향을 준다는 예측이 있어야 한다. 두 모형이 접근 가능한 영역 전체에서 모든 결과에 같은 확률을 부여한다면, 바깥 영역에 이름을 붙이는 것만으로는 실험적으로 둘 중 하나를 선택할 수 없다. 이는 현재 정식화한 비교의 한계이며 더 실질적인 모형을 찾지 말라는 뜻은 아니다.

지금은 한 가지 생각을 기억해 두면 좋다. «가장자리는 어디에 있는가»라는 질문에는 어떤 대상을 논의하고 무엇을 가장자리로 간주하는지 정한 뒤에야 답할 수 있다. 때로는 측정 가능한 지평선이 답이 된다. 때로는 선택한 위상의 성질이 답이 된다. 익숙한 공간 기술 자체가 적용 한계에 다가가 새로운 물리학이 필요한 경우도 있다.

상상한 세계에서 물리 모형으로

우주론은 과감한 구성을 허용하지만 여기서 «허용한다»는 말에는 한계가 있다. 수학적으로 모순 없는 기하학을 적고도 그것을 만들 수 있는 과정이 존재하는지는 모를 수 있다. 방정식의 해를 구한 뒤 작은 섭동이 그 해를 무너뜨린다는 것을 발견할 수 있다. 안정된 모형을 찾았지만 그 모형이 이미 실험으로 배제된 관측 효과를 예측할 수도 있다. 다음 단계로 넘어갈 때마다 추가 요구가 따른다.

따라서 이 책에는 서로 다른 강도의 주장이 등장한다. 기기에 기록된 스펙트럼은 보정을 거친 자료에 해당한다. 우주론 모형에서 얻은 나이는 그 모형의 전제에 의존한다. 가능한 추가 차원은 가설로 남는다. 추론이 하나로 결정되지 않음을 보여 주는 수치 예제는 선택한 매개변수가 실제 우주를 기술하지 않더라도 엄밀할 수 있다.

이러한 경우들을 논증 자체에서 구별할 것이다. 때로는 «이 모형에서는»이라는 말이 뒤따르는 수치보다 중요하다. 신호가 없다는 결과가 매개변수의 범위를 좁혀도 설명의 부류 전체를 배제하지는 않을 수 있다. 아직 계산된 예측이 없는 생각이라면 더 강력한 망원경을 만드는 일보다 방정식을 다루는 일이 먼저 필요할 수 있다.

이런 엄격함에는 실질적인 의미가 있다. 질문의 범위가 지나치게 넓으면 어떤 관측이든 가설과 양립한다고 쉽게 선언할 수 있다. 예컨대 지평선 너머에는 거의 어떤 세계 구조든 상상할 수 있다. 그 구조가 이용 가능한 자료에 영향을 주지 않고 검증 가능한 이론과도 연결되지 않는다면 관찰자가 그 예측과 비교할 것은 없다. 앞으로 나아가려면 틀릴 수도 있는 구체적인 귀결을 찾아야 한다.

검증 가능성에도 여러 수준이 있다. 장치의 정밀도가 부족할 수 있다. 초기 물질이 불투명하여 보고 싶은 시대가 가려질 수 있다. 서로 다른 여러 기제가 같은 신호를 낼 수도 있다. 마지막으로 접근 가능한 영역 전체에서 두 기술이 물리적으로 동등할 수 있다. 이 문제들의 해법은 서로 다르다. 망원경의 거울을 키운다고 모든 경우에 도움이 되는 것은 아니다.

어떻게 검증할 것인가

간단한 우주론적 그림을 뒷받침하는 가정에서 시작하자. 충분히 큰 규모에서는 공간을 하나의 균질하고 등방적인 기하학으로 기술할 수 있다는 가정이다. 은하와 보이드 때문에 실제 우주는 불균질하다. 따라서 여기서는 큰 규모의 근사와 그 정확성을 논의한다. 이 근사 자체도 서로 다른 거리 측정과 팽창률이 일관되는지 살펴 검증할 수 있다.

물리적으로는 두 유형의 측정이 필요하다. 은하 분포에 나타나는 통계적 구조의 각크기는 횡방향 척도를 알려 준다. 같은 구조의 적색편이 분포에는 시선 방향의 팽창에 관한 정보가 담겨 있다. 항성 집단의 나이 차이에서도 추가적인 시간 추정치를 얻을 수 있지만, 이때에는 항성 진화 모형을 고려해야 한다. 어느 관측 경로도 전제에서 자유롭지는 않다. 따라서 전제를 명시하고 독립적인 보정 방법을 비교하는 것이 유용하다.

프리드만–르메트르–로버트슨–워커 기하학에서는 거리와 팽창률이 연결되어 있어, 서로 다른 시대의 자료로 복원한 현재의 곡률 매개변수 값이 같아야 한다. 팽창하면서 공간 단면의 물리적 곡률은 변할 수 있다. 비교하는 것은 공통 정규화로 환산한 매개변수다. 이것이 클라크슨, 바셋, 루 검증의 기초다. 오차를 통제한 뒤에도 이 조건이 어긋난다면

채택한 기하학적 전제들의 집합에 의문이 제기될 것이다. 조건을 만족한다는 사실만으로 완전한 균질성이 입증되지는 않는다. [3]

실제 분석에는 은하 선택 모형, 정밀한 분광 보정, 고유속도의 영향 통제, 공분산의 일관된 처리가 필요하다. 또한 찾으려는 결과를 거리 복원 방법에 이미 넣어 두지는 않았는지 확인해야 한다. 고정한 기하학을 가정하여 모든 거리를 계산한 다음, 그 거리들이 서로 일치한다는 사실을 같은 기하학의 독립적인 증거라고 선언해서는 안 된다.

여기서 다음에 만들어야 할 연구 결과물은 구체적이다. 기하학을 미리 알고 있는 모의 목록들을 분석하되, 균질성에서 벗어나는 정도를 통제한 사례도 포함한다. 그 뒤 같은 방법을 관측에 적용한다. 이렇게 하면 그 절차가 실제로 어떤 이탈을 알아낼 수 있는지 확인할 수 있다. 일치하는 결과는 모형에서 허용되는 이탈을 제한할 것이다. 불일치는 전체 과정의 어느 부분을 다시 점검해야 하는지 알려 줄 것이다.

공간의 성질은 내부에서 연구할 수 있다. 이제 먼 사건에 관한 정보가 어떻게 관측 기기의 측정값으로 바뀌는지 따라가 보자.

제2장

과거를 어떻게 볼 것인가

망원경은 우주 전체가 하나의 현재에 있는 모습을 받아들이지 않는다. 기록된 광자 하나하나는 저마다 전파의 역사를 마친다. 가까운 항성계에서 온 신호도 있고, 우리 주변의 우주 영역이 지금과 전혀 달랐을 때 광원을 떠난 신호도 있다. 하늘의 지도는 거리뿐 아니라 시대도 다른 사건들을 연결한다.

이 사실 덕분에 우주론이 가능하다. 초기 우주로 돌아갈 수는 없지만 남아 있는 흔적을 연구할 수는 있다. 동시에 주의도 필요하다. 먼 은하의 밝기와 나이, 거리는 전시물 아래의 설명문처럼 사진에서 그대로 읽을 수 있는 것이 아니다. 관측 기기에서 결론에 이르기까지는 일련의 측정과 물리적 가정이 놓여 있다.

빛이 알려 주는 것

가장 단순한 경우 검출기는 에너지 플럭스나 도달한 광자의 수를 기록한다. 측정값을 광원의 성질로 바꾸려면 기기의 감도, 노출 시간, 잡음, 지상 관측에서 대기가 미치는 영향, 시선을 따라 들어오는 복사를 알아야 한다. 우주 망원경에서는 대기의 영향을 없앨 수 있지만 고유한 한계는 남는다. 유한한 분해능, 열적 효과, 보정, 제한된 주파수 범위가 그 예다.

영상은 복사가 어디에서 오는지 알려 준다. 스펙트럼은 복사가 파장에 따라 어떻게 분포하는지 보여 준다. 원자와 분자는 스펙트럼에 특징적인 선을 남긴다. 알아볼 수 있는 일련의 선들이 일관되게 이동해 있다면 광원의 기준계에서의 파장에 대한 관측 파장의 비를 구할 수 있다. 이 비는 통상 적색편이 z로 표현한다.

$$1 + z = \frac{\lambda_{\mathrm{obs}}}{\lambda_{\mathrm{em}}}$$

예를 들어 z=2이면 관측 파장은 원래 파장의 세 배다. 이 측정만으로 광원이 2c의 속도로 멀어진다는 뜻은 아니다. 큰 적색편이를 속도로 환산하려면 속도 자체의 정의와 기하학 모형이 필요하다. 가까운 천체에는 상당한 고유운동이 있을 수 있고, 강한 중력장도 주파수에 영향을 준다. 우주론적 문제에서는 이러한 기여를 평균 팽창과 구분한다. [4]

스펙트럼선을 식별하는 작업 역시 검증할 수 있다. 눈에 띄는 특징 하나만으로는 여러 식별이 가능하다. 알려진 원자 전이로 연결되는 여러 선을 이용하면 더 안정적인 해를

얻는다. 넓은 색 대역에서 복원한 측광 적색편이는 대규모 탐사에 유용하지만 보통 스펙트럼 모형에 더 크게 의존한다. 따라서 분광 관측으로 확인하면 특히 특이한 천체의 거리와 나이에 관한 결론이 달라질 수 있다.

이론적으로는 원자 전이 자체를 결정하는 물리량도 변할 수 있다. 그렇다면 여러 선을 동시에 비교하는 일이 기초 물리학의 검증이 된다. 해석은 복잡해지지만 새로운 관측 가능한 귀결도 생긴다. 상수의 변화가 모든 전이를 똑같이 이동시킬 필요는 없기 때문이다. 뒤에서는 이러한 가능성을 우주론적 장과 실험실의 원자시계에 연결할 것이다.

한 원천까지의 여러 거리

은하가 얼마나 멀리 있는지 물어보자. 빛을 방출할 때의 거리, 현재 우주 팽창과 함께 움직이는 점들 사이의 거리, 또는 빛의 전파 시간에 c를 곱한 값을 뜻할 수 있다. 기하학이 변하면 이들은 서로 다른 양이다. 정의를 섞으면 계산 자체가 맞더라도 겉보기 역설이 생긴다.

천문 관측에서는 유용한 정의 둘을 더 도입한다. 광원의 광도를 알면 수신한 플럭스에서 광도 거리를 정의할 수 있다. 횡방향의 물리적 크기를 알면 각크기에서 각지름 거리를 정의할 수 있다. 이러한 정의에서는 익숙한 밝기와 각도의 공식을 편리하게 유지하고 우주론적 기하학의 효과를 해당 거리에 담는다. [4]

먼 광원이 어두워지는 데에는 여러 이유가 있다. 복사는 더 넓은 면적에 분산되고, 적색편이 때문에 광자 하나의 에너지가 줄며, 광자들이 도착하는 시간 간격도 늘어난다. 따라서 복원한 광도는 이러한 효과를 어떻게 고려했는지에 달려 있다. 또한 빛의 일부는 먼지에 흡수되거나 중력렌즈에 의해 재분배될 수 있다.

표준 크기의 대상은 적색편이가 커진다고 하늘에서 계속 작아질 필요는 없다. 익숙한 팽창 모형에서 각지름 거리에는 최댓값이 있다. 원천을 더 이른 기하학적 상태에서 관찰하기 때문이다. 따라서 각크기만으로는 아직 유일한 거리를 정할 수 없다. 적색편이와 데이터를 일관되게 해석하는 방식이 필요하다.

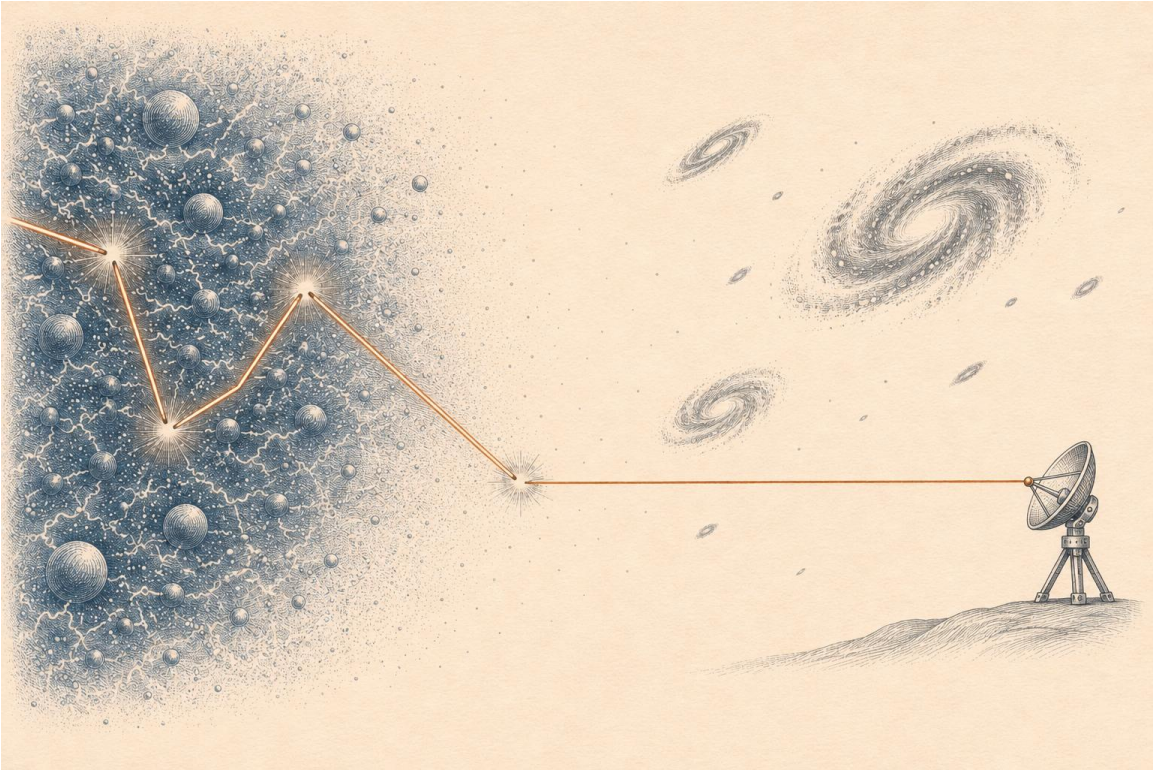
먼 은하까지의 «오늘날 거리» 역시 복원한 값이다. 우리는 그 은하의 현재 상태를 직접 관측하지 않는다. 이용 가능한 신호들을 일관되게 설명하는 모형에서 선택한 우주 시간의 단면에 대해 계산한 것이다. 이 복원은 모형 안에서 매우 정밀할 수 있지만, 기록한 광자가 직접 도착한 시각과는 구별해야 한다.

가시성의 표면으로서 우주 배경복사

초기의 물질은 빛이 자유롭게 전파하기에는 불투명했다. 광자들이 전하를 띤 입자들과 거듭 상호작용했기 때문이다. 우주가 식으면서 전자들이 원자핵에 결합하기 시작했고, 복사의 상당 부분이 먼 거리를 이동할 수 있게 되었다. 오늘날 우리는 이 복사를 마이크로파 대역에서 관측한다. 평균 온도는 약 2,725켈빈이다. [5]

우주 배경복사의 지도에는 온도와 편광의 작은 차이가 나타난다. 이는 물질의 역사, 중력 섭동, 광자의 전파에서 비롯된다. 표준 우주론 모형에서 이 지도의 주된 부분을 남긴 마지막 산란 시대는 뜨거운 진화가 시작된 뒤 약 38만 년에 해당한다. 마지막 산란 자체도 일정한 시간 구간에 걸쳐 일어났으며, 이후의 과정들이 신호를 추가로 바꾼다. [6]

따라서 우리가 보는 것은 세계가 존재하기 시작한 최초 순간의 사진이 아니다. 더 이른 사건들은 뒤에 나타난 모습에 어떤 영향을 주었는지를 통해서만 복원할 수 있다. 그곳의 빛이 직접 도달하지 않았더라도 불투명했던 시대 이전의 조건에 간접적으로 접근할 수 있는 경우가 있다. 이는 우주론적 추론의 중요한 예다. 관측되는 흔적과 그 흔적으로 복원하는 사건은 서로 다른 시대에 속한다.



판화 3. 마지막 산란은 빛의 길을 연다. 불투명한 플라스마에서는 광자가 상호작용하면서 방향을 여러 번 바꾸었다. 중성 원자가 형성된 뒤에는 복사의 상당 부분이 자유롭게 전파할 수 있었다. 판화는 이 단계들을 개략적으로 연결한다. 전환에는 유한한 시간이 걸리며, 관측하는 우주 배경복사는 세계가 존재하기 시작한 최초 순간의 직접적인 영상이 아니다.

측정 오차란 무엇인가

대부분의 우주론 모형은 우리 하늘에서 은하 하나하나의 정확한 위치가 아니라 통계적 성질을 예측한다. 그런 모형에서는 무작위 초기 섭동이 서로 다른 우주의 실현을 만들어 낸다. 관측한 실현을 가능한 경우들의 분포와 비교하고, 선택한 매개변수 아래에서 얼마나 전형적인지 묻는다.

이상적인 망원경도 접근 가능한 큰 척도 모드를 유한한 수만 본다. 이미 관찰한 모드의 측정 정밀도를 높여도 같은 양의 새로운 독립 표본이 생기지는 않는다. 우주론에서는 이런 유한 표본의 한계를 우주 분산이라 부른다. 기기 잡음과 구별해야 한다. 정밀도의 일부 한계는 접근 가능한 정보의 양으로 정해진다. [7]

그렇다고 우주론을 검증할 수 없게 되는 것은 아니다. 서로 다른 통계량, 편광, 물질 분포, 정보를 전달하는 다른 물리적 매체에서 추가 제약을 얻을 수 있다. 다만 같은 하늘을 다시

이용할 때에는 상관관계를 고려해야 한다. 같은 지도를 두 프로그램으로 분석했다고 해서 두 분석이 독립적인 관측이 되지는 않는다.

무작위 오차와 계통 오차도 구별하는 것이 유용하다. 분산이 같은 독립 측정에서는 평균의 무작위 오차가 측정 횟수의 제곱근에 반비례하여 줄어든다. 예컨대 각 측정의 오차가 임의 단위 둘이라면 측정 백 번의 평균에는 0,2단위의 무작위 오차가 있다. 그러나 눈금 전체가 한 단위 어긋나 있으면 그 어긋남은 한 단위로 남는다. 따라서 천체 천 개를 더 측정한다고 잘못된 밝기 눈금이 바로잡히지는 않는다. 보정이 다른 기기나 방법으로 문제를 발견할 수 있다.

그러므로 이상 현상을 주장하려면 원자료에서 결론에 이르는 전 과정을 기술해야 한다. 천체들은 어떻게 선택했는가? 어떤 신호가 목록에서 빠졌을 수 있는가? 어떤 매개변수를 고정했는가? 한 특징에 주목하기 전에 서로 다른 특징을 얼마나 많이 찾았는가? 특이한 결과를 새로운 물리학의 징후로 쉽게 받아들일 수 있는 과학의 경계에서는 이러한 질문들이 특히 중요하다.

선택의 간단한 예를 보자. 같은 거리에도 광도가 서로 다른 광원들이 있다고 가정하자. 가까운 곳에서는 거의 모두 발견하지만 먼 곳에서는 주로 가장 밝은 광원들을 발견한다. 검출 문턱을 고려하지 않고 두 목록의 평균 밝기를 비교하면 천체 집단이 진화하는 것 같은 인위적인 효과가 생긴다. 이때 기록한 플럭스 하나하나는 정확히 측정했을 수 있다. 오류는 발견한 천체에서 존재하는 천체 전체에 관한 결론으로 넘어갈 때 생긴다.

이 효과를 평가하기 위해 연구자들은 매개변수를 아는 신호를 실제 자료나 모의 자료에 넣고 탐색 절차가 어떤 신호들을 찾아내는지 확인한다. 이렇게 선택 함수를 정한다. 이 함수도 검증해야 한다. 모의 천체가 실제 천체의 중요한 성질을 충분히 잘 재현해야 하기 때문이다. 드물고 특이한 천체 부류에 관한 가설에는 표준 광원 모형만으로 부족할 때도 있다.

거꾸로 묻는 문제도 있다. 어떤 천체가 목록에 없다면 실제로 존재하지 않거나, 수가 적거나, 어둡거나, 알고리즘이 필요한 신호를 알아내지 못했기 때문일 수 있다. 가설에 제약을 가한다고 주장하려면 바로 그 가설의 예측을 검출할 확률을 평가해야 한다. 그래프의 빈 영역은 그러한 평가와 함께할 때에만 과학적 제약이 된다.

어떻게 검증할 것인가

전체 과정을 검증하는 한 방법은 같은 시대까지의 거리 정의 둘을 비교하는 것이다. 빛이 계량 시공간의 영 측지선을 따라 전파하고 광자 수가 보존되면 광도 거리와 각지름 거리는 상호성 관계로 연결된다. 여기서 쓰는 표기로는 다음과 같다.

$$D_L(z) = (1+z)^2 D_A(z)$$

이 관계가 특정 암흑에너지 모형을 선택하는 것은 아니다. 빛의 전달에 관한 더 일반적인 조건을 검증한다. 실제로 비교하려면 성질을 아는 천체나 통계적 척도가 필요하다. 예를 들어 밝기에는 표준화한 초신성을, 각지름 거리에는 은하 분포의 음향 척도를 이용할 수 있다. 음향 관측이 우선 알려 주는 것은 소리 표준자의 크기에 대한 거리의 비다. 이 표준자의 길이와 초신성의 절대광도는 독립적으로 보정하거나 공통의 미지 매개변수로 포함해야 한다. 같은 원자료에서 유래한 의존성까지 포함하여 보정들을 함께 고려해야 한다. [4] [8]

간단한 예시로 무엇을 검증하는지 알 수 있다. 일부 광자가 유실되어 관찰자에게 흐름의 exp(−τ)만 도달한다고 하자. 여기서 τ는 경로의 투명도를 나타낸다. 손실을 고려하지 않으면 원천이 더 멀리 있는 것처럼 보인다. 광도 거리를 exp(τ/2)배 높게 추정하게 된다. 흐름이 거리의 제곱에 반비례하기 때문이다. 그러나 모든 원천의 동일한 감쇠는 절대광도의 오차와 혼동될 수 있다. 그러므로 공통 교정 매개변수를 유지하면서 효과의 적색편이 및 파장 의존성을 확인해야 한다. 두 거리가 일치하지 않는다는 사실만으로 빛의 손실 원인이 정해지지는 않는다.

불일치가 생겨도 원인이 하나로 정해지지는 않는다. 먼지는 플럭스를 줄이고, 광원 자체의 진화는 가정한 광도를 바꾸며, 중력렌즈는 밝기를 재분배한다. 전제가 유지된다면 일반적인 중력렌즈 자체는 일관되게 정한 광선 다발의 상호성을 깨지 않는다. 다만 천체 선택과 평균 방식에서 오류가 생길 수 있다. 광자의 새로운 상호작용도 결과에 영향을 줄 수 있다. 여러 대역의 관측, 독립적인 보정, 예측된 적색편이 의존성을 통해 원인들을 구분할 수 있다. 설명을 제시하는 모형은 이탈 양상 전체를 재현해야 한다.

다른 검증에서는 관측되는 사건이 시간에 따라 진행되는 양상을 이용한다. 우주론적 적색편이가 있으면 사건의 연속된 단계 사이의 시간 간격은 1+z배로 늘어난다. 스펙트럼의 특징으로 물리적 단계를 정하면서 가까운 초신성과 먼 초신성의 스펙트럼 변화를 비교할

수 있다. 이 검증은 이미 수행되었고 예상된 시간 늘어남과 일치한다. 그 결과는 시간 늘어남을 예측하지 않는 특정 적색편이 설명들을 배제한다. [9]

이 검증을 강화하려면 같은 사건들의 스펙트럼을 반복 관측하고, 초신성 집단 사이의 차이를 통제하며, 단계를 대응시키는 절차를 미리 정해야 한다. 예상된 시간 늘어남과의 일치는 검증한 신호 전달의 성질을 뒷받침한다. 그것만으로 우주론의 다른 모든 명제가 각각 확립되는 것은 아니다. 예상한 시간 늘어남이 없거나 다른 불일치가 나타나면 우선 구체적인 예측과 전체 측정 과정에 비추어 검토해야 한다.

이처럼 우리는 빛에 먼 광원에 관해서만이 아니라 그 광원의 정보가 우리에게 도달한 규칙에 관해서도 물을 수 있다. 다음 단계는 이 규칙들을 바탕으로 우주 안의 거리들이 어떻게 변해 왔는지 복원하는 것이다.

제3장

무엇이 팽창하는가

먼 은하들 사이의 거리가 커진다고 하면 폭발로 흩어지는 파편을 떠올리기 쉽다. 그렇다면 파편이 출발한 중심과 파편이 날아갈 빈 공간이 있어야 할 것이다. 이런 그림은 이미 존재하는 환경에서 물질이 폭발하는 경우에는 유용하다. 우주론적 팽창은 다르게 기술한다. 우주 물질의 공통 운동에 참여하는 점들 사이 거리의 기하학적 관계가 변하는 것이다.

각자가 평균적으로 주변의 우주 환경에 대해 정지해 있는 이상적인 관찰자들의 그물을 상상해 보자. 이들은 우주론적 시계로 같은 나이를 가질 수 있고, 신호를 주고받으며 거리를 비교할 수 있다. 균질 근사에서는 이런 관찰자들의 어떤 쌍 사이 거리든 공통된 법칙에 따라 변한다. 이 공통 변화를 척도 인자 a로 나타낸다.

팽창의 시계

현재의 a는 보통 일로 정규화한다. 이는 정규화의 선택이며 세계 전체의 절대 크기를 측정한 것이 아니다. 어느 시대에 a가 이분의 일이었다면 균일 모형의 해당 우주론적 거리들은 현재의 절반이었다. 척도 인자의 상대적 변화율을 H로 표시한다.

왜 이런 운동에 특별한 중심이 필요하지 않은지 보자. 작은 영역에서 같은 직선 위에 같은 간격으로 놓인 공이동 대상 셋을 택한다. 선택한 순간 첫째와 둘째 사이 거리의 도함수는 H에 한 간격을 곱한 값이고, 첫째와 셋째 사이는 H에 두 간격을 곱한 값이다. 가운데 대상을 기준으로 기술하면 왼쪽과 오른쪽의 가까운 대상은 서로 반대 방향으로 같은 속도로 멀어진다.

모든 관찰자에게 후퇴 속도와 거리의 관계는 같은 법칙을 따른다. 이 간단한 예에서는 동일한 우주론적 시간 단면에서의 균질 운동과 국소적으로 적용할 수 있는 비교 방식을 사용한다. 이를 통해 관찰자가 자신의 지도 중심에 있다고 해서 물리적 체계 전체의 중심이 되는 것은 아님을 알 수 있다. 먼 천체의 완전한 계산에서는 관측한 빛의 방출 시각이 서로 다르다는 점도 고려한다.

고유속도와 중력이 중요한 특정 은하군에서는 이 법칙이 성립하지 않을 수 있다. 그런 국소적 이탈이 큰 규모의 팽창을 취소하지는 않는다. 근사의 적용 범위로 명시한 규모에서 관측과 모형을 비교해야 한다.

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$$

위의 점은 우주 시간에 대한 도함수를 뜻한다. H는 시간의 역수 차원을 갖는다. 천문학에서는 메가파섹당 초당 킬로미터로 쓰는 경우가 많다. 이 표기는 해당 근사에서 거리에 따라 후퇴 속도가 어떻게 달라지는지 보여 준다. 메가파섹은 약 326만 광년이다.

현재의 H 값을 허블 상수라고 부른다고 해서 모든 시대에 같았다고 가정하는 것은 아니다. H_0는 현재 시점의 값을 뜻한다. H 자체는 우주의 진화에 따라 변한다. 더구나 팽창이 가속될 때에도 감소할 수 있다. 가속은 a의 이계도함수가 양수라는 뜻인 반면, H는 상대적인 변화율을 기술한다. 두 질문은 수학적으로 다르다.

간단한 예에서 거리는 점점 빠르게 늘어나지만, 이미 도달한 크기는 그보다도 더 크게 늘어날 수 있다. 그러면 크기에 대한 변화 속도의 비는 줄어들 수 있다. 따라서 «팽창의 가속»이라는 말을 곧바로 «허블 상수의 증가»로 바꾸어서는 안 된다. 동역학을 복원하려면 시간이나 적색편이에 따른 H 함수 전체를 알아야 한다.

수학적 예를 보자. 척도 인자가 시간의 이분의 삼 제곱에 비례한다고 하자. 일계도함수는 시간의 제곱근에 비례하여 커지므로 팽창은 가속된다. 그러나 이 도함수를 척도 인자 자체로 나눈 비는 삼을 시간의 두 배로 나눈 값이며 점점 줄어든다. 이 예가 우리 우주의 확립된 역사를 기술하는 것은 아니다. 특정 우주론 이론을 선택하기 전부터 물리량의 정의 자체에서 가속과 H의 변화가 구별됨을 보여 주는 예다.

가속에는 또 다른 미묘한 점이 있다. 상대론적 우주론에서는 물질의 밀도뿐 아니라 압력도 동역학에 영향을 준다. 따라서 어떤 성분의 밀도가 양수라고 해서 반드시 감속을 일으키는 것은 아니다. 충분히 큰 음의 압력은 가속 팽창을 유지할 수 있다. 이 압력을 세계의 바깥 벽을 미는 물질처럼 상상할 필요는 없다. 압력은 기하학의 내부 동역학 방정식에 들어간다.

어떤 성분이 정확히 어떻게 이러한 성질을 얻는지는 별도의 물리적 질문이다. 우주상수는 방정식 수준에서 하나의 답을 준다. 진화하는 스칼라장은 다른 역사를 만들 수 있다. 중력 법칙을 바꾼다면 또 다른 기술이 필요하다. 일정 구간에서 팽창이 일치한다고 이

기제들이 같아지는 것은 아니다. 차이는 불균일성의 성장이나 실험실의 상호작용에서 나타날 수 있다.

공통 팽창에 참여하는 광원에서는 관측 파장과 방출 파장의 비가 빛의 경로 양 끝에서의 척도 인자 비와 같다. 현재를 기준으로 정규화하면 방출 시각에 a=1/(1+z)가 된다. 이 관계는 분광 측정과 우주의 역사를 연결한다. 추가적인 운동과 중력에 따른 이동에는 별도의 보정이 필요하다. [4]

물질의 조성이 역사를 정한다

일반상대성이론에서 팽창률은 우주의 내용물과 공간 곡률에 연결된다. 복사, 비상대론적 물질, 우주상수를 포함하는 모형에서는 현재의 구성 비율로 방정식을 쓰면 편리하다.

$$\frac{H^2(a)}{H_0^2} = \Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda$$

여기서 Ω_r은 복사, Ω_m은 물질, Ω_Λ는 우주상수에 해당한다. 매개변수 Ω_k는 공간 곡률의 기여를 기술하며 특별한 물질의 비율이 아니다. a=1이면 이 네 양의 합은 일이다. 이 식은 명시한 성분의 성질을 가정한다. 입자가 상대론적인 운동에서 느린 운동으로 바뀌거나 부문들 사이에 에너지가 오가면 더 자세한 기술이 필요하다.

느리게 움직이는 물질의 밀도는 대략 부피에 반비례하여 줄어든다. 팽창하는 영역의 입자 수는 보존되고 부피는 a의 세제곱에 비례하여 커진다. 자유롭게 전파하는 복사에서는 양자 하나하나의 에너지도 줄기 때문에 밀도가 더 빨리 감소한다. 이 모형에서 우주상수의 밀도는 유지된다. 성분마다 변화 법칙이 달라 전체 동역학을 지배하는 성분이 차례로 바뀔 수 있다.

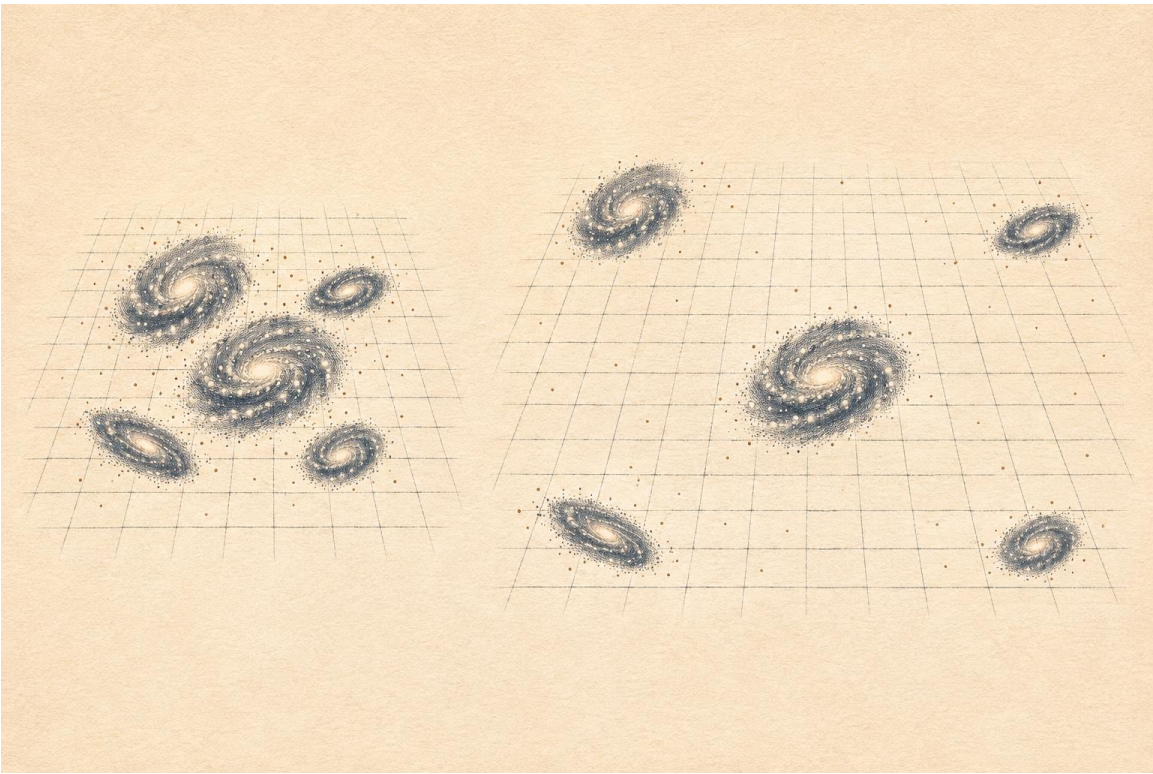
초기 시대에는 복사가 특히 중요하다. 나중에는 물질의 역할이 커진다. 우주상수가 양수이면 다른 성분이 희박해질수록 그 상대적 중요성이 커진다. 이런 순서로 온도가 크게 다른 시대들을 하나의 동역학적 기술로 연결할 수 있다. 표준 모형의 관측적 성공은 이 역사의 여러 흔적이 서로 맞는다는 데 있으며, 매개변수는 데이터를 공동 분석하여 정한다. [6]

H_0 하나만 측정해서는 나이를 알 수 없다. H_0의 역수는 특징적인 시간 척도를 주지만 나이는 H의 전체 역사에 의존한다. 이 책의 학습용 모형에서 H_0의 역수는 약 145억 년이고 계산한 나이는 약 138억 년이다. 이 차이는 팽창률 변화가 누적된 결과를 나타낸다.

모든 것이 늘어나지는 않는 이유

균일한 우주론 모형은 큰 척도 동역학의 근사다. 원자, 행성계, 중력으로 결합한 은하를 다루려면 함께 묶어 두는 힘을 고려해야 한다. 이들은 공통의 공이동 관찰자 그물을 따를 필요가 없다. 크기를 기술하려면 해당 배경 위에서 국소 동역학 문제를 푼다.

입자 둘을 생각하면 이해할 수 있다. 거의 자유로운 상태로 우주의 공통 운동에 참여한다면 두 입자 사이의 거리는 팽창과 연결된다. 안정된 결합 상태에 있다면 거리는 상호작용과 계의 상태로 정해진다. 우주론적 영향은 전체 문제의 일부로 평가하며, 일상적인 결합계에서는 극히 작다. 모든 물체의 크기에 a를 곱해도 된다는 결론은 나오지 않는다.



판화 4. 거리는 커지지만 결합된 계는 자신의 척도를 유지한다. 가상의 두 상태는 공이동 영역들 사이 거리의 증가를 보여 준다. 그려진 결합계의 크기는 자체 동역학의 역할을 강조하려고 그대로 두었다. 우주론적 팽창이 모든 사물이 똑같이 늘어난다는 뜻은 아니다. 판화는 원리를 전달하며 정확한 척도 비율이나 개별 은하의 실제 역사를 정하지 않는다.

멀리 있는 천체의 후퇴 속도도 주의하여 정의해야 한다. 균질 모형에서는 멀리 떨어진 공이동점들 사이 고유거리의 도함수가 c를 넘을 수 있다. 이것은 관찰자 곁을 지나가는 물체의 국소 속도가 아니다. 특수상대성이론의 제한은 국소 측정과 신호 전달에 적용된다.

우주론적 지평선을 살펴보면 이 도함수가 광속보다 크다는 사실이 왜 광원을 관측할 수 없다는 뜻으로 곧장 이어지지 않는지 알 수 있다. [1]

이제 거리로 돌아가 보자. 이 책의 예시 모형에서 z=1인 공이동 광원의 빛은 약 79.5억 년 동안 전파되었다. 대응하는 점들 사이의 현재 거리는 약 110.9억 광년이고, 방출 시각의 거리는 약 55.5억 광년이다. 세 수치는 모두 같은 모형과 같은 광원에 해당한다. 차이는 측정할 물리량을 어떻게 정의하는지에서 비롯된다.

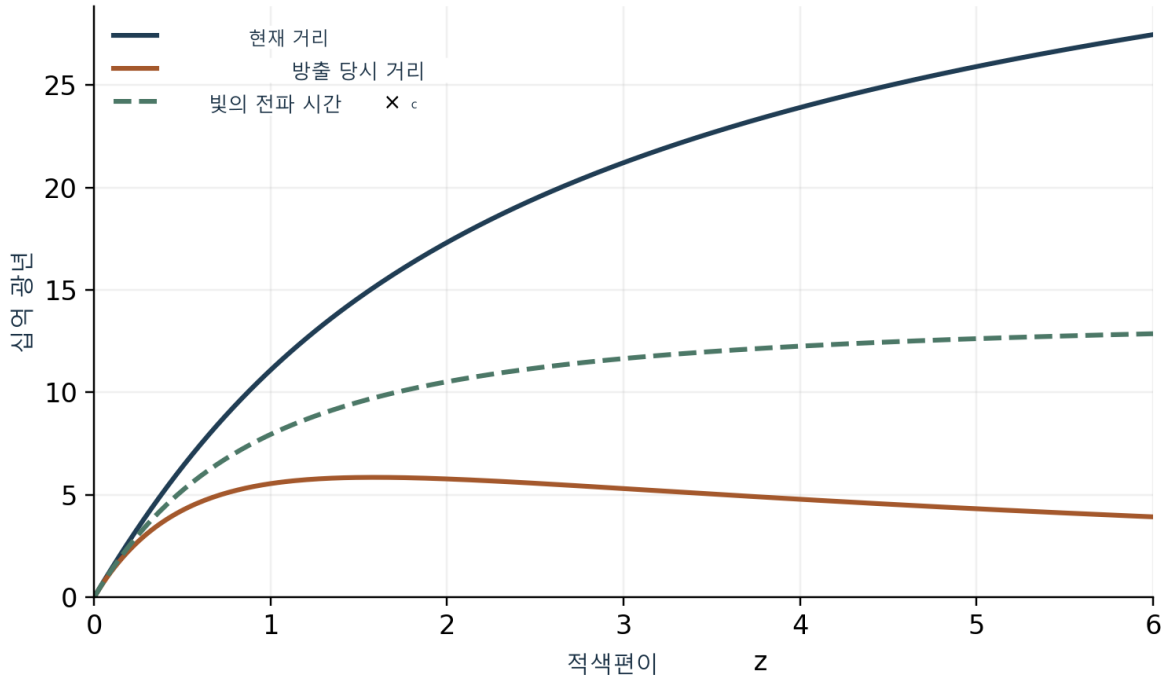


그림 1. 복사, 물질, 우주상수를 포함하는 학습용 평탄 모형에서 서로 다른 거리 척도들. 매개변수와 계산 방법은 수학 부록에 제시했다. 곡선은 모형의 계산이며 새로운 관측 데이터가 아니다.

복사 에너지의 변화는 자연스러운 다음 질문을 낳는다. 적색편이하는 광자의 에너지는 어디로 가는가? 일반상대성이론에서 에너지와 운동량의 국소 보존은 정확한 수학적 형식을 갖는다. 그러나 보존되는 총에너지라는 익숙한 개념을 임의의 동적인 시공간에 적용하려면 적절한 시간 대칭 같은 추가 조건이 필요하다. 팽창하는 우주 전체에는 그런 전역적 에너지 계산이 익숙한 형태로 존재하지 않을 수 있다.

균일한 성분의 국소 보존 방정식은 밀도의 변화를 팽창 및 압력과 연결한다. 물질과 복사가 희박해지는 앞의 법칙들과 일치한다. 유실된 에너지가 별도의 우주 저장고에 반드시 쌓인다는 추가 주장이 따라 나오지는 않는다. 같은 이유로 우주의 총에너지가 정확히 영이라는 대중적인 표현에도 모형과 에너지 자체의 정의가 필요하다.

어떻게 검증할 것인가

팽창을 측정하는 대부분의 방법은 서로 다른 시대의 천체들을 비교한다. 서로 다른 광원에서 온 빛으로 역사를 복원하는 것이다. 더 직접적인 과제를 정할 수도 있다. 오랜 세월 뒤 같은 우주론적 광원의 적색편이를 다시 측정하는 것이다. 그동안 기하학이 변했으므로 빛의 경로 양 끝에서의 척도 인자 비도 조금 달라져야 한다.

균질 모형에서 공이동 광원의 적색편이 시간 변화는 현재의 H_0와 빛이 방출된 시대의 H로 표현된다. 이러한 측정의 물리적 발상은 먼 퀘이사의 스펙트럼을 대상으로 발전했다. 은하 사이 기체의 수많은 흡수선이 세밀한 무늬를 만들므로 서로 다른 관측 시점의 무늬를 비교할 수 있다. [10]

$$\frac{dz}{dt_0} = (1+z)H_0 - H(z)$$

시간 t_0는 관찰자의 시계로 잰다. 공식에는 빛의 경로 양 끝이 들어간다. 다음 스펙트럼을 기다리는 동안 우리에게 도달하는 광자의 수신 시각과 방출 시각이 모두 달라진다. 따라서 적색편이 변화의 부호를 광원의 가속만으로 해석할 수는 없다. 분광기와 비교할 때에는 z의 작은 변화에 c/(1+z)를 곱하여 등가적인 속도 이동으로 환산한다. 제8장에서는 암흑에너지의 두 역사에 대해 이 신호를 계산할 것이다.

이 효과는 매우 작다. 성공 여부는 파장 눈금의 장기 안정성, 충분한 광자 수, 관찰자의 운동 통제에 달려 있다. 정밀한 주파수 표준, 재현 가능한 스펙트럼 처리, 기체 자체의 변화 점검이 필요하다. 개별 계의 고유 가속도가 우주론적 기여를 가릴 수 있으므로 천체들의 집합과 적색편이에 따른 신호의 일관된 변화가 중요하다.

이 방식의 팽창 측정은 ESO의 초거대망원경을 위해 개발하는 ANDES 분광기의 과학적 과제에 포함된다. 공식 프로젝트 페이지에는 십 년 동안 0,02 m/s의 장기 보정 안정성이 달성한 성능이 아니라 목표로 제시되어 있다. 이러한 작업에는 원자 표준과 연결한 주파수 빗과 그 밖의 보정 광원이 필요하다. 이를 통해 기기 자체의 변화를 추적할 수 있다. [11] [12]

첫 관측 시리즈들은 이미 과제의 규모를 보여 준다. 2026년 연구에서 ESPRESSO 연구진은 약 이 년에 걸쳐 퀘이사 J052915.80−435152.0를 관측한 세 시점의 분광 자료를 비교했다. 얻어진 적색편이 변화는 연간 −3,5 ± 3,6 m/s로 영과 일치한다. 오차가 예상되는 우주론적 효과보다 훨씬 크다. 따라서 이는 측정 절차의 검증이며 이 방법으로 팽창을 검출한 결과는 아니다. [13]

다음 작업은 비교할 모형들의 이동량을 계산하고, 잡음과 보정 왜곡, 천체물리학적 왜곡을 넣은 모의 스펙트럼에 반영하는 데서 시작한다. 이어 어떤 광원과 관측 간격에서 차이를 복원할 수 있는지 알아내야 한다. 관측 계획에 필요한 기간은 천체의 밝기와 모은 광자 수에 달려 있다. 학습용 계산에서 이십 년을 선택했다고 해서 이십 년 안에 검출할 수 있다는 보장이 생기지는 않는다. [14]

감도를 미리 확인했다면 어느 쪽의 결과도 유용하다. 일관된 변화를 검출하면 다른 방식으로 팽창의 복원을 검증할 수 있다. 접근 가능한 범위에서 예상한 효과가 없다면 구체적인 모형이나 측정의 통제를 재검토하게 된다. 여기서부터 우주론의 미래는 구체적인 물리적 작업으로 보인다. 시간을 두고 세심하게 대응시킨 두 관측으로 우주 척도 자체의 변화를 연구할 수 있다.

제4장

뜨거운 역사

팽창을 거슬러 올라가면 평균적으로 물질은 더 조밀해지고 복사는 더 뜨거워진다. 그러나 방정식을 거꾸로 따라가는 것만으로 과거를 복원할 수는 없다. 남아 있는 흔적이 필요하다. 뜨거운 초기 우주의 경우에는 물질의 조성, 우주 배경복사의 스펙트럼, 그 불균일성의 구조에서 그런 흔적을 찾는다.

이 그림의 강점은 검증 가능한 물리학으로 서로 다른 시대를 연결한다는 데 있다. 핵반응, 원자 전이, 빛의 전파는 서로 다른 관측 가능한 귀결을 남겼고, 이들을 대조할 수 있다. 더 먼 과거로 갈수록 외삽의 비중이 커진다. 따라서 충분히 검증된 뜨거운 역사와 그 역사를 가능하게 한 것에 관한 가설을 미리 구별하는 편이 유용하다.

복사는 온도를 기억한다

평형 상태의 열복사는 정해진 스펙트럼을 갖는다. 그 형태는 온도와 통계물리학의 기본 법칙에 연결된다. 새로운 에너지가 크게 방출되지 않는 상태에서 이 복사가 팽창하는 우주를 전파하면 파장들이 일관되게 늘어난다. 스펙트럼은 열적 형태를 유지하고 온도는 척도 인자에 반비례하여 내려간다.

따라서 초기의 뜨거운 단계는 희미한 배경 빛의 존재만 예측하는 것이 아니다. 스펙트럼의 형태, 현재 온도, 더 이른 시대의 온도를 연결한다. 현재의 우주 배경복사 온도는 스펙트럼으로 측정했다. 픽센의 분석에서 일관된 추정값은 2,72548 ± 0,00057켈빈이었다. 이는 구체적인 온도 측정이며 그 자체로 우주의 나이를 독립 측정한 것은 아니다. [5]

이 복사가 과거에 더 뜨거웠는지 검증할 수 있을까? 이를 위해 온도계를 과거로 보낼 필요는 없다. 먼 기체 구름의 분자들은 주변 복사와 상호작용한다. 에너지 준위의 점유수는 더 먼 퀘이사에서 오는 빛의 흡수선에 영향을 준다. 충돌과 국소 복사를 고려하면 이러한 준위들을 우주의 온도계로 사용할 수 있다.

바로 이 원리를 먼 흡수계의 일산화탄소 분자 들뜸 관측에 사용한다. 결과는 적색편이에 따른 표준적인 온도 상승과 부합한다. 이 방법에는 고유한 천체물리학적 불확실성이

있지만, 현재 하늘 전체의 마이크로파를 재는 것과는 다른 물리학으로 온도의 역사를 검증한다. [15]

최초의 가벼운 원자핵은 어떻게 생겼는가

초기 플라스마에서는 반응이 충분히 빨라 환경의 조건이 크게 바뀌는 동안 입자들이 여러 차례 상호작용할 수 있었다. 팽창하면서 밀도와 온도가 내려갔다. 어떤 반응이 더는 이전의 평형을 유지하지 못하는 시점이 찾아왔다. 그 흔적은 물질의 조성이나 입자 분포로 남았다.

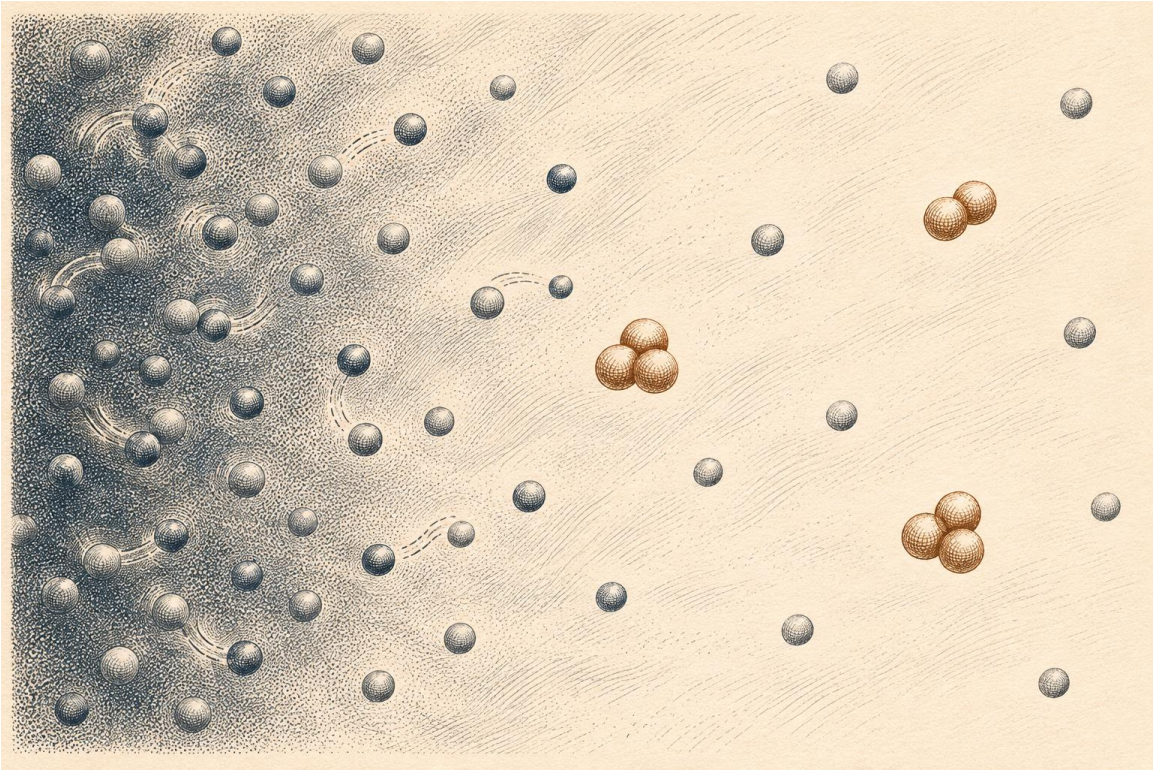
여기서는 두 물리적 시간을 비교한다. 하나는 입자에 필요한 반응들 사이의 평균 시간이고, 다른 하나는 환경이 눈에 띄게 팽창하는 시간으로 대략 1/H다. 첫 시간이 둘째보다 훨씬 짧은 동안에는 충돌을 통해 조성이 변화하는 온도에 맞추어 조정될 수 있다. 충돌이 너무 드물어지면 이전의 평형이 깨진다. 이른바 반응의 동결이 입자의 운동 정지나 모든 반응의 동시 중단을 뜻하지는 않는다. 과정마다 속도가 다르고 남기는 흔적도 다르다. [16]

뜨거운 역사의 첫 몇 초에는 중성자와 양성자의 비율이 특히 중요했다. 약한 상호작용이 두 입자를 서로 바꾸었지만 이후에는 팽창을 따라가지 못했다. 자유 중성자들은 계속 붕괴했다. 중수소가 안정적으로 축적되고 가벼운 원자핵이 주로 합성된 것은 뜨거운 역사의 첫 몇 분이다. 이 과정을 현대적으로 계산할 때에는 반응 네트워크, 측정된 단면적, 중성자 수명을 이용한다. [16]

입자의 평균 에너지가 결합 에너지보다 작아진 즉시 원자핵이 형성되지 않은 이유는 무엇일까? 열분포에는 높은 에너지의 꼬리가 있다. 게다가 광자 수는 바리온 수보다 훨씬 많다. 따라서 충분한 에너지를 지닌 광자의 비율이 작아도 갓 만들어진 중수소를 파괴할 수 있었다. 더 식은 뒤에야 핵합성의 연쇄가 효율적으로 이어질 수 있었다.

이때까지 남아 있던 중성자 대부분은 헬륨 4의 원자핵에 들어갔다. 간단한 추정으로 원시 헬륨이 많은 이유를 알 수 있다. 중성자 하나당 양성자가 약 일곱 개라면, 중성자 두 개와 양성자 두 개가 처음의 열여섯 핵자에서 헬륨 원자핵 하나를 만든다. 헬륨은 질량의 약 사분의 일을 차지한다. 더 정확한 결과는 실제 반응률과 중성자 붕괴 시간에 따라 달라진다.

그렇다고 우주가 모든 물질을 무거운 원소로 바꾸지는 않았다. 팽창으로 밀도가 빠르게 낮아졌고, 가벼운 원자핵의 성질이 후속 합성의 경로를 제한했다. 많은 무거운 원소의 형성은 이후의 항성 진화와 다른 천체물리학적 과정에 연결된다. 우주론에서는 초기 조건에 민감한 가벼운 원자핵의 잔존량이 특히 중요하다.



판화 5. 초기 플라스마가 가벼운 원자핵을 남길 때. 팽창하면서 밀도, 온도, 반응 시간과 환경 진화 시간의 비율이 달라졌다. 중수소 병목을 넘은 뒤 가벼운 원자핵이 효율적으로 형성될 수 있었다. 여기서는 입자들이 작은 결합 집단으로 바뀌는 질적 전환만 보인다. 조성, 반응률, 원소 수율은 핵반응 네트워크로 계산한다.

같은 내용을 측정하는 두 방법

중수소 함량은 초기 우주의 보통 물질 밀도에 달려 있다. 해당 핵반응의 빈도에 따라 남는 중수소의 비율도 달라진다. 하지만 원시 중수소는 훨씬 뒤의 시대에 측정해야 한다. 기체가 별을 통과했거나 다른 물질과 섞였거나 복잡한 흡수계에 들어갔을 수 있다.

따라서 관측자들은 비교적 적게 변형된 기체 구름을 찾아 같은 흡수체의 여러 선을 조사한다. 동위원소 이동을 통해 수소와 중수소를 구별할 수 있다. 다른 속도를 지닌 별도 성분의 수소가 약한 중수소선처럼 보이는 것은 아닌지 확인해야 한다. 여기서는 정밀한 분광 관측과 일관된 구름 모형이 우주론적 추론의 질을 정한다. 쿡, 페티니, 스타이델이

2018년에 얻은 일 퍼센트 정밀도의 추정은 작은 표본이라도 면밀히 연구하면 강한 제약을 줄 수 있음을 보여 준다. [17]

일반 물질의 밀도를 알아내는 다른 물리적 채널은 우주 배경복사다. 마지막 산란 전에는 광자와 전하를 띤 물질이 결합한 매질을 이루고 그 안에서 진동이 전파했다. 바리온의 양은 그 동역학에 영향을 주었다. 따라서 온도 및 편광 스펙트럼의 특징적인 구조에는 훨씬 이른 핵반응에 참여했던 바로 그 물리량의 정보가 담긴다. 핵합성 자체를 엄밀하게 검증할 때에는, 그 이론이 예측한 헬륨 비율을 배경복사 분석에 미리 사용한 것은 아닌지도 고려해야 한다. 독립 검증에서는 그 비율이 변하도록 허용하고 공통 불확실성을 유지한다. [6]

두 시대를 비교하려면 당시의 밀도를 현재의 매개변수로 일관되게 환산해야 한다. 두 시대 사이에 에너지가 상당히 추가되었거나 조성이 바뀌었거나 채택한 진화 법칙에서 특이한 이탈이 있었다면 일치가 깨질 수 있다. 이러한 검증은 핵물리학을 우주론적 기하학과 연결하며, 직접 관측하기는 매우 어려운 새로운 성분을 찾을 기회를 준다.

보통 물질과 거의 상호작용하지 않는 가벼운 입자가 추가로 있다고 상상해 보자. 초기 우주에 이런 입자가 많았고 상대론적으로 움직였다면 그 에너지도 팽창률을 정하는 데 기여했을 것이다. 그러면 온도마다 핵반응이 진행될 수 있는 시간이 달라진다. 예컨대 다른 조건들이 같을 때 더 빠른 팽창은 중성자와 양성자의 효율적인 상호 전환이 멈추는 시점과 이후의 헬륨 생성량을 바꿀 수 있다.

이처럼 입자는 검출기에 들어오지 않고도 흔적을 남길 수 있다. 하지만 흔적의 크기는 초기에 그 입자가 얼마나 많았는지에 달려 있다. 어떤 입자 종이 존재한다는 사실만으로 그 입자 종이 얼마나 많은 에너지를 지녔는지는 알 수 없다. 우주론적 제약을 얻으려면 생성 기제, 해당 부문의 온도, 가능한 붕괴를 정해야 한다. 따라서 상호작용에 관한 실험실 제약과 밀도에 관한 우주론적 제약은 하나의 검증을 이루는 서로 다른 부분이다.

우주 배경복사와 비교하면 시간에 따른 구별도 추가된다. 어떤 성분이 핵합성 당시에는 존재하다가 마지막 산란 전에 붕괴했거나 다른 운동 상태로 바뀌었을 수 있다. 이 설명을 성립시키려면 하나의 입자 역사로 두 시대를 모두 계산해야 한다. 시대마다 밀도를 독립적으로 고르는 자유를 허용하면 예측을 연결하는 관계가 사라진다.

확립된 역사는 어디서 끝나는가

이 그림에도 실제 어려움이 남아 있다. 잘 알려진 리튬 문제는 표준 예측과, 무거운 원소가 적은 일부 오래된 별의 관측에서 추정한 리튬 함량이 서로 맞지 않는다는 것이다. 해석하려면 별의 조성 변화, 물질의 이동, 스펙트럼 분석의 불확실성을 고려해야 한다. 새로운 물리학의 가능성도 논의하지만 불일치 자체가 그 가능성을 자동으로 선택하지는 않는다. [16]

중수소 예측의 정밀도 역시 핵반응 자료에 의존한다. 한 반응의 자료를 개선해도 다른 불확실성이 모두 없어지는 것은 아니다. 천문 측정이 정밀해지면 이전에는 눈에 잘 띄지 않던 다른 반응률의 오차가 최종 결과를 좌우할 수 있다. 따라서 초기 우주를 검증하는 연구에는 실험자가 입자 빔과 표적의 조성을 통제하는 통상적인 실험실 핵물리학도 포함된다.

살펴보는 시대가 이를수록 이론의 적용 한계가 더 중요해진다. 가속기는 높은 에너지에서 상호작용의 성질을 확인할 수 있다. 그러나 그 결과를 우주론에 이용하려면 밀도, 환경의 조성, 팽창의 역사에 관한 추가 가정이 필요하다. 실험실에서 재현하는 것은 구체적인 과정이다. 우주론적 환경 전체는 모형과 남아 있는 관측 흔적으로 복원한다.

고전적인 해를 아주 먼 과거까지 연장하면 밀도와 곡률이 극도로 큰 영역에 이를 수 있다. 이는 사용한 방정식의 적용 가능성을 확인해야 할 한계를 가리킨다. 그런 한계가 존재한다는 사실 자체는 시간의 절대적 탄생을 관측한 결과가 아니다. 더 이른 단계, 양자 전이, 다른 기술은 각각 독립적인 연구 대상이다.

따라서 «빅뱅»이라는 용어를 쓸 때에는 의미를 덧붙이는 편이 편리하다. 뜨거운 역사는 여러 관측 검증이 뒷받침하는 초기 플라스마의 팽창과 냉각을 뜻한다. 절대적인 시작이라는 가정은 더 강한 주장이다. 뜨거운 단계의 기원에 관한 가설이 핵합성 시점의 필요한 조건을 재현한다면, 가벼운 원소의 자료는 서로 다른 기원 가설 아래에서도 가치를 유지한다.

첫 일 초의 흔적

뜨거운 역사에는 또 하나의 증인, 우주 중성미자 배경이 있어야 한다. 중성미자는 태양과 초신성, 지상의 장치에서도 생기지만 여기서 다루는 것은 뜨거운 초기 환경에 존재하던

입자들이다. 우주론적 의미는 바로 그 기원과 이후 분포의 진화에서 나온다. 아무 중성미자나 검출했다고 이 배경을 검출한 것은 아니다. 보통의 전파 광자를 기록했다고 우주 마이크로파 배경복사를 측정한 것이 아닌 것과 같다.

초기 플라스마에서는 약한 상호작용이 중성미자와 다른 입자 사이의 에너지 교환을 유지했다. 우주가 식으면서 이 교환은 팽창을 따라가지 못하게 되었다. 특징적인 시대는 표준적인 뜨거운 역사의 첫 몇 초이며 온도는 메가전자볼트 정도다. 이는 반응 하나가 순간적으로 꺼진 일도, 공간의 절대 나이를 측정한 일도 아니다. 배경에는 결합 해제 당시의 조건과, 그 뒤 입자 수나 운동량, 운동을 바꾸었을 수 있는 영향에 관한 정보가 남는다.

가장 간단한 온도 추정은 엔트로피 보존에서 얻는다. 순간적인 결합 해제를 이상적으로 가정하면, 전자와 양전자의 쌍소멸은 이미 분리된 중성미자보다 광자 쪽을 주로 가열한다. 광자와 전자로 이루어진 환경에서 엔트로피에 기여하는 유효 자유도 수는 11/2에서 2로 바뀐다. 우주론적 냉각에 더하여 온도는 이 수의 세제곱근에 반비례한다. 그 결과 잘 알려진 다음 비를 얻는다.

$$T_{\nu,0} = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T_{\gamma,0} \simeq 1.945\ \mathrm{K}.$$

수치 예제에는 앞서 제시한 측정의 $T_{\gamma,0}$ = 2,72548켈빈을 사용했고, 계산한 계수는 약 0,71377이다. 이는 이상적인 추정이며 현재 중성미자 온도의 직접 측정이 아니다. 질량이 있고 비상대론적으로 변한 입자에서 $T_{\nu,0}$는 남아 있는 운동량 분포의 척도를 뜻한다. 추가 환산 없이 이를 평균 운동 에너지로 정하는 기체의 통상적인 운동학적 온도로 이해해서는 안 된다.

결합 해제를 정확히 계산하려면 운동론 방정식에 충돌, 서로 다른 맛 사이의 중성미자 진동, 플라스마의 성질을 포함해야 한다. 광자와 중성미자가 완전히 순간적으로 분리되지는 않으므로 단순한 온도 법칙에는 보정이 생긴다. 프루스테, 피트루, 볼페의 2020년 계산에서는 상대론적 중성미자 자유도의 유효 수 N_{eff} = 3,0440을 얻었다. 이 값이 삼과 다른 것은 에너지 밀도의 보정을 기술하며, 입자 수가 분수로 발견되었다는 뜻이 아니다. [18]

N_{eff}는 일반적으로 광자에 대한 상대론적 부문의 에너지를 하나의 척도로 나타내는 데 편리하다. 입자의 구성과 온도가 달라도 같은 값이 나올 수 있다. 따라서 이 물리량 하나만 측정해서는 중성미자의 상호작용을 정할 수 없다. 더 알려면 평균 밀도뿐 아니라 섭동의

거동도 이용해야 한다. 물질이 영역들 사이에서 에너지를 어떻게 전달하고 주변 중력장을 어떻게 바꾸었는지를 살펴야 한다.

자유 전파하는 상대론적 중성미자는 결합한 광자 바리온 플라스마와 다르게 움직인다. 그 섭동은 플라스마의 음향 진동에 영향을 주는 중력 퍼텐셜을 바꾼다. 특징적인 진동 위상 이동이 생긴다. 이는 기하학 때문에 전체 무늬의 각크기가 단순히 달라지는 것과 다르다. 바신스키와 셀랴크는 해당 물리적 기제를 도출하고 주어진 단열 초기 조건에서 진단적 의미를 보였다. [19]

2015년에 폴린, 녹스, 밀리아, 판은 우주 배경복사의 온도 스펙트럼에서 예상된 위상 흔적을 검출했다고 보고했다. 이는 우주 중성미자의 거동에 관한 간접 증거의 예다. 검출기는 광자를 측정하고, 중성미자에 관한 결론은 중력 효과를 통해 얻는다. 이 결과는 중성미자 질량의 측정과도, 실험실에서 배경 중성미자를 직접 포획하는 일과도 구별해야 한다. [20]

다음 연구에서는 구체적인 두 역사를 비교할 수 있다. 첫 역사에서는 표준적인 약한 상호작용의 결합 해제 뒤에 중성미자가 자유롭게 전파한다. 둘째에서는 추가적인 탄성 상호작용이 중성미자 사이의 충돌을 더 오래 유지하되 평균 에너지 밀도는 비슷하게 남긴다. 이런 변형들은 오랫동안 연구되어 왔다. 예컨대 시르라신과 시구르드손은 중성미자 자기 상호작용의 유효 강도 G_{eff}와 그것이 우주론적 섭동에 미치는 영향을 살펴보았다. [21]

무거운 매개 입자를 통한 접촉 상호작용 영역에서 상대론적 중성미자의 특성 충돌률은 c, $\hbar$, k_B를 일로 놓은 단위계에서 $\Gamma_\nu \propto G_{\mathrm{eff}}^2 T_\nu^5$라는 온도 의존성을 갖는다. 계수와 각도 응답은 채택한 미시 모형에 달려 있다. 계산하려면 결합 해제 시점만 임의로 옮겨서는 부족하다. 충돌항을 지정하고 근사의 적용 범위를 확인하며 분포의 각도 섭동 계층을 추적해야 한다. [21]

이 문제 설정은 강한 자기 상호작용을 현재 데이터가 요구한다고 가정하지 않는다. 카마레나와 시르라신이 2025년에 발표한 연구에서는 선택한 우주 배경복사 자료와 은하 분포를 함께 검토하여 이런 우주론의 단순한 버전을 크게 제한했다. 결과는 연구한 모형과 데이터 집합에 관한 것이다. 이는 새 버전을 개별 스펙트럼 하나의 성공적인 적합으로 제시하지 말고 여러 관측량으로 함께 검증해야 하는 이유를 보여 준다. [22]

상대론적 부문의 평균 에너지가 비슷한 역사들을 미리 고르면 특히 유용하다. 그러면 위상과 편광의 차이는 단지 에너지의 추가가 아니라 운동의 성격을 검증한다. 동시에 표준

우주론 매개변수와 헬륨 비율도 변할 수 있게 해야 한다. 그렇지 않으면 보조 물리량을 고정한 탓에 차이가 인위적으로 더 뚜렷해 보일 수 있다. 최종 과제는 이렇게 함께 비교한 뒤에도 구별할 수 있는 충돌 매개변수를 찾는 것이다.

이 배경을 직접 연구하려면 다른 기기가 필요하다. 연구 중인 방법 하나는 삼중수소가 중성미자를 포획하여 헬륨 3과 전자를 만드는 반응이다.

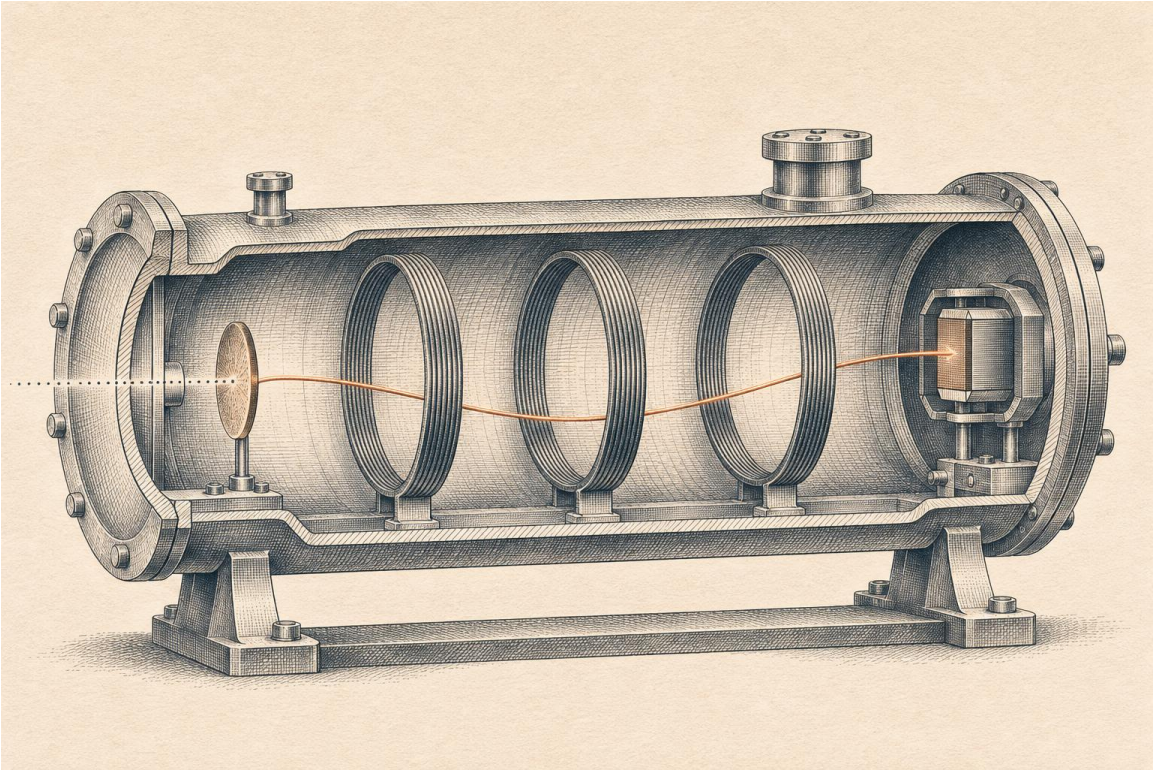
$$\nu_e + {}^3\mathrm{H} \longrightarrow {}^3\mathrm{He} + e^-.$$

포획으로 생성된 전자의 에너지는 통상적인 베타 스펙트럼의 끝점보다 높을 수 있다. 비상대론적인 질량들이 거의 같다면 신호와 베타 끝점 사이의 특징적인 에너지 간격은 약 $2m_\nu c^2$다. 질량이 서로 다르면 혼합 가중치를 가진 여러 기여를 계산해야 한다. 사건률은 중성미자의 국소 밀도, 나선성, 본성에도 의존한다. 롱, 루나르디니, 사반질라르가 이러한 의존성을 자세히 분석했다. [23]

PTOLEMY 연구 프로그램은 이러한 포획을 위한 장치의 개발을 검토한다. 발표된 추정들은 장치의 성능을 표적 질량, 에너지 분해능, 배경과 연결한다. 물리적으로 허용되는 반응에서 믿을 만한 우주론적 측정으로 나아가려면 실제 응답을 검증해야 한다. 삼중수소가 물질에 어떻게 결합되어 있는지, 전자선의 폭을 넓히는 요인은 무엇인지, 전자가 에너지를 어떻게 잃는지, 에너지 눈금을 얼마나 안정적으로 정할 수 있는지 확인해야 한다. 설계상 추정은 배경 중성미자를 검출했다는 보고가 아니다. [24]

사용한 공식 설명에서 PTOLEMY는 자기 시스템과 전자기 필터의 원형 제작을 제시한다. 가까운 공학적 목표는 필요한 성질의 전자를 선별하고 측정하는 일을 검증하는 데 있다. 이런 단계는 전체 장치의 설계상 성능 추정으로 대신하지 말고 연구 계획에서 따로 다루어야 한다. [25]

포획에 성공해도 첫 일 초의 모습을 아무 조건 없이 그대로 얻는 것은 아니다. 오늘날 중력에 의한 중성미자의 군집화는 지구 근처 밀도를 바꿀 수 있고, 질량의 성질은 그 밀도를 포획률로 환산하는 데 영향을 준다. 따라서 실험실과 우주론의 두 경로를 함께 이용하는 것이 중요하다. 전자는 입자를 직접 검증하고 후자는 초기 에너지와 전파를 제한한다. 두 측정을 잇는 전체 과정을 계산한 뒤에야 불일치가 흥미로운 결과가 된다.



판화 6. 중성미자 표적에서 전자 신호로. 검토하는 직접 탐색 방법에서는 삼중수소가 중성미자를 포획하고 그 결과 생긴 전자의 에너지를 측정한다. 개략적인 배치는 표적, 전자의 이동, 검출기를 연결한다. 특정 프로젝트의 설계를 재현하지 않는다. 배경 중성미자 신호를 구별할 수 있는지는 에너지 분해능, 배경, 표적의 성질, 교정 안정성으로 정해진다.

어떻게 검증할 것인가

첫 경로는 실험실을 거친다. 중수소가 양성자를 포획하는 반응에서는 헬륨 3이 만들어지며 감마 광자가 방출된다. 필요한 에너지에서 반응 확률을 측정하면 원시 중수소 계산의 불확실성을 줄일 수 있다. LUNA 실험은 우주선 배경이 크게 줄어드는 지하 실험실에서 양성자 빔, 기체 표적, 감마선 검출을 사용했다. 지구의 측정이 우주 역사의 첫 몇 분에 관한 결론을 구체화하는 실제 사례다. [26]

다음 과제에는 중요한 반응 네트워크 전체의 일관된 개선과 표적의 성질, 검출 효율, 에너지 눈금의 통제가 포함된다. 갱신한 네트워크를 중수소와 헬륨의 독립 관측과 비교하되, 각 반응을 원하는 우주론적 밀도에 맞추어 조정해서는 안 된다. 오차의 상관관계를 공개하는 것이 특히 유용하다. 잘 측정한 여러 물리량에도 공통의 계통 불확실성이 남을 수 있기 때문이다.

둘째 경로에서는 우주 배경복사 스펙트럼이 열적 형태에서 벗어나는 정도를 연구한다. 초기 환경에 추가로 에너지가 방출되었을 때 평형을 회복하는 과정이 그 흔적을 완전히 지울 만큼 효율적이지 않다면 스펙트럼에 흔적이 남을 수 있다. 왜곡의 형태와 크기로 에너지 방출의 시점과 기제를 제한할 수 있다. 다만 스펙트럼 성분 하나에도 통상적인 천체물리학적 과정을 포함해 여러 기원이 있을 수 있다.

물리적으로는 정밀한 내부 기준 광원, 넓은 주파수 범위, 기기 자체의 복사 통제를 갖춘 절대 분광계가 필요하다. 여러 주파수의 관측으로 은하 먼지와 다른 전경 성분을 분리할 수 있다. PIXIE의 기기 개념은 이런 과제에서 분광법과 편광 측정을 결합하는 방식을 보여 준다. 발표된 설계상 성능은 이미 운영 중인 관측 임무에서 얻은 감도와 구별해야 한다. [27]

구체적인 연구는 과정을 선택하는 데서 시작한다. 예컨대 수명과 에너지 비율을 정한 입자의 붕괴를 고를 수 있다. 이어 플라스마 조성, 원시 원소, 복사 스펙트럼의 변화를 계산한다. 모형은 같은 매개변수로 이 검증들을 모두 통과해야 한다. 한 관측 경로의 신호를 설명하면서 다른 경로에서는 배제된 효과를 예측한다면 일관된 설명이 아니다.

검출 결과가 나왔다면 스펙트럼의 형태, 주파수 보정, 대안적인 기원을 검증해야 한다. 왜곡이 없다는 결과는 실험이 민감한 시대와 관측 경로에서만 에너지 방출을 제한한다. 아주 이른 과정의 효과는 열평형화로 사라졌을 수 있고, 너무 약한 효과는 기기의 검출 문턱 아래에 남는다. 이런 한계를 계산해야 «시작을 본다»는 약속이 구체적인 과제가 된다.

프로그램의 중성미자 부분은 표준 계산과 발표된 충돌 모형 하나를 재현하는 데서 시작한다. 그다음 공통 매개변수 격자에서 우주 배경복사의 온도, 편광, 교차 스펙트럼을 계산하며 핵합성과의 연결을 유지한다. 고정된 비영 상호작용의 가설이 허용된 매개변수들을 바꾼 뒤에도 데이터에 들어맞지 않는 위상 및 편광 무늬를 요구한다면 그 버전은 기각한다. 검출하지 못한 결과는 상호작용 범위를 제한하며 가능한 모든 숨은 중성미자 상호작용을 금하지는 않는다.

직접 포획의 첫 결과는 알려진 에너지의 전자에 대해 측정한 응답 분포와 배경, 척도의 안정성이어야 한다. 이를 구체적인 질량과 국소 밀도에 대한 예측 선 및 베타 스펙트럼과 합성곱한다. 이로써 다음 장치의 검증 가능한 요건을 얻는다. 분해능이 충분하지 않다면 별도 선이 없다는 사실로 우주 중성미자 배경을 반박할 수 없다. 두 연구 갈래 모두 검출 전에도 의미 있는 결과를 줄 수 있다. 허용되는 자유 전파의 역사와 직접 기록의 달성 가능성에 대한 근거 있는 한계다.

뜨거운 역사는 핵반응, 복사, 약하게 상호작용하는 입자의 운동을 연결한다. 중성 원자가 만들어진 뒤에는 정보를 얻을 또 하나의 가능성이 열린다. 첫 별이 태어나기 전 우주의 수소 자체다. 그 전파 신호를 이용하면 초기 불균일성에서 미래 세계의 구조가 형성되기 시작하는 시대까지 이 역사를 이어 갈 수 있다.

제5장

첫 별 이전의 우주

중성 원자가 형성된 뒤에도 우주는 오랫동안 별빛 없이 존재했다. 이미 불균일성이 있었고, 기체는 중력장 안에서 움직였으며, 가장 조밀한 영역들은 서서히 더 수축할 조건을 갖추어 갔다. 상세히 연구된 우주 배경복사와 관측되는 은하들 사이에는 상당 부분을 아직 이론으로 복원하는 시대가 놓여 있다. 바로 이 시대에서 별들이 주변 물질을 가열하고 변형하기 전의 구조 성장을 살펴볼 수 있다.

«암흑시대»라는 이름은 빛나는 천체가 많지 않았다는 뜻이다. 복사나 물리적 과정이 없었다는 뜻은 아니다. 잔류 광자는 계속 공간을 채웠고, 중성 수소는 좁은 스펙트럼 선에서 그 광자 흐름을 바꿀 수 있었다. 최초의 별이 나타나기 전에 이 신호를 연구하는 원리는 로브와 잘다리아가 등의 연구에서 정량적으로 발전했다. 따라서 새로운 연구의 진전은 수소 자체를 미지의 우주 탐사 수단으로 선언하는 데서가 아니라, 모형을 구체적으로 검증하고 그 검증의 실현 가능성을 따지는 데서 찾아야 한다. [28]

이 장은 뜨거운 우주의 역사를 암흑물질의 본성이라는 질문과 연결한다. 초기 기체를 통해 특정 척도에서 불균일성이 적은 이유를 알아낼 수 있을까? 처음부터 약했던 것일까, 아니면 이미 생긴 무늬를 입자들의 운동이 매끄럽게 만든 것일까? 원인들을 구별하려면 원자 신호, 그 신호의 우주론적 변화, 측정 자체의 한계를 차례로 이해해야 한다.

전파 송신기로서의 원자

수소의 바닥 상태에는 전자와 양성자 스핀의 상대 방향과 연결된, 에너지가 가까운 두 하위 준위가 있다. 두 준위 사이의 전이는 원자의 정지계에서 약 21센티미터 파장에 해당한다. 우주론적 과제에서는 수많은 원자의 집단 효과가 중요하다. 배경복사와의 상호작용이 특정 주파수에서 전파 밝기의 약한 변화를 만든다.

여기서는 세 온도가 서로 다른 역할을 한다. 운동 온도는 기체 입자의 운동을 나타낸다. 우주 배경복사의 온도는 주변 광자장을 기술한다. 스핀 온도는 수소의 두 하위 준위에 있는 원자 수의 비로 정해진다. 원자들이 이 선의 광자를 어떻게 흡수하고 방출하는지를 나타내며, 원자 운동의 온도와 반드시 같을 필요는 없다. 충돌과 복사와의 상호작용이 경쟁하면서 온도들의 관계가 달라진다.

단순하고 균일한 영역에서 우주 배경복사가 배경이라면, 관측되는 밝기 온도 차이를 스핀 온도 T_s, 배경 온도 T_γ, 선의 광학 깊이 τ_{21}로 적을 수 있다. 마지막 값은 해당 경로를 따라 복사가 기체와 상호작용할 확률을 나타낸다. 이 식은 층을 지나는 복사 전달에서 나오며 우주론적인 밝기 온도 감소를 포함한다.

$$\delta T_b = \frac{T_s - T_\gamma}{1+z}\left(1 - e^{-\tau_{21}}\right).$$

음의 차이는 배경에 대한 흡수, 양의 차이는 추가 밝기를 뜻한다. T_s와 T_γ가 같으면 선의 평균 대비가 사라져도 기체는 존재하며 불균일성을 가질 수 있다. 그러므로 강한 평균 신호가 없다는 사실만으로 수소의 양이 측정되지는 않는다. 정확한 계산에는 광학 깊이, 속도, 온도의 불균일성도 포함한다. 루이스와 챌리너는 이런 전달을 선형 분석했다. [29]

배경 광자와의 열적 결합이 약해지면 기체는 복사보다 더 빨리 식을 수 있다. 충돌이 스핀 온도를 기체 온도에 충분히 잘 연결하는 동안에는 흡수가 나타난다. 더 희박해지면 충돌의 효과가 줄고 스핀 온도와 배경 온도의 차이도 작아진다. 이처럼 통상적인 원자물리학이 별이 생기기 전부터 시간에 따라 변하는 전파 신호를 만든다. [28]

최초의 광원들이 빛을 내기 시작하면 상황은 더 복잡해진다. 그 복사가 에너지 준위의 점유수를 바꾸고, 기체를 가열하며, 점차 이온화하기 때문이다. 이 단계를 우주의 새벽이라고 한다. 이 역시 흥미롭지만, 광원의 성질에 관한 추가 질문을 다룬다. 여기서 다루는 과제를 위해서는 광원들의 기여가 작다고 간주할 수 있는 구간을 미리 정하고, 모형을 바꿀 때에도 그 가정이 성립하는지 확인해야 한다.

주파수는 시대를 가리킨다

원자들은 알려진 주파수에서 광자와 상호작용했지만, 그 광자들은 우주론적으로 파장이 늘어난 뒤 관측자에게 도달한다. 기체의 고유 속도를 무시하면 관계는 간단하다.

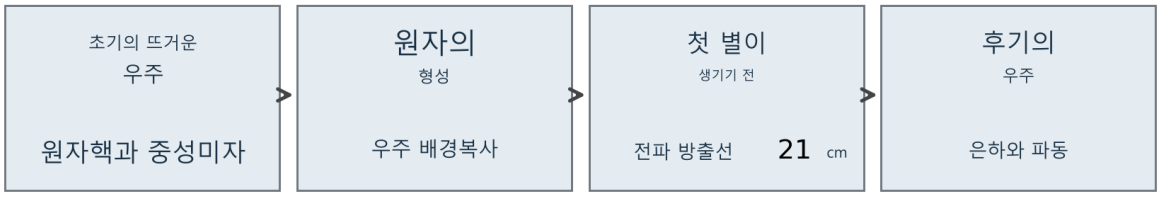
$$\nu_{\rm obs} = \frac{\nu_{21}}{1+z}, \qquad \nu_{21} \simeq 1420.4\ \text{MHz}.$$

적색편이 z = 30에서는 약 45,82메가헤르츠, z = 50에서는 27,85, z = 100에서는 14,06이 된다. 이 값들은 제시한 식을 이용해 이 책을 위해 실제로 계산했다. 필요한 주파수 대역을 보여 주지만, 안테나의 감도나 관측 시간, 검출 확률을 이 값들로부터 도출할 수는 없다. 이 환산에는 전경의 플럭스도 기기의 잡음도 들어가지 않는다.

서로 다른 주파수를 관측하면 과거의 서로 다른 층을 살펴볼 수 있다. 하늘에서의 각위치가 두 좌표를 주고, 주파수가 적색편이 정보를 더한다. 거리로 환산하려면 우주론 모형이 필요하다. 고유 속도에 따른 보정이 생기고, 채널의 유한한 폭은 이웃한 층들을 섞는다. 이렇게 얻은 부피는 우리의 과거 빛원뿔에 속한다. 더 먼 영역일수록 더 이른 상태로 관측된다.

이 특성은 유용하면서도 주의를 요구한다. 여러 시대의 구조 통계를 비교할 수 있지만, 관측한 전체 부피를 보정 없이 하나의 순간 사진으로 취급해서는 안 된다. 넓은 대역 안에서 평균 온도와 섭동 성장률이 눈에 띄게 달라진다면 분석에 진화를 반영해야 한다. 그렇지 않으면 시간에 따른 변화의 일부를 공간 구조로 잘못 해석하게 된다.

이제 다른 우주적 흔적들 사이에서 수소 신호가 차지하는 위치가 더 분명해진다. 중성미자 배경은 훨씬 더 이른 시기에 플라스마와의 효율적인 교환이 멈춘 것과 관련된다. 우주 배경복사 광자들은 마지막 산란 시대의 모습을 담고, 수소선은 그 이후부터 별이 생기기 전까지의 층들을 더한다. 이 관측량들은 같은 종류의 사진 세 장이 아니다. 각 채널은 저마다 다른 과정의 흔적을 보존하며, 해당 시대와의 관계도 고유한 전달 물리학으로 정해진다.



가벼운 원자핵의 함량	핵반응과 팽창률	
중성미자 배경	CMB를 통한 간접 검증. 직접 포획은	— 앞으로의 과제
CMB 지도와 스펙트럼	초기 플라스마와 남아 있는 흔적	
단층 촬영 **21** cm	중성 기체의 밀도와 온도	
중력파	원천과 이후의 전파 이력	
거리와 드리프트	후기 팽창의 기하학	

정보를 운반하는 것들의 개략도. 단계의 폭은 기간을 뜻하지 않는다.
초기 시대를 탐구할 수 있는지는 전파 모형과 신호의 보존에 달려 있다.

그림 2. 우주 역사의 여러 단계에 관한 정보를 운반하는 것들. 도식은 순서와 물리적 역할을 보여 주며 정확한 지속 시간이나 달성한 감도를 나타내지 않는다. 중성미자 배경에는 간접 증거가 있다. 직접 포획과 암흑 시대의 단층 촬영은 앞으로의 과제다. 중력파는 원천과 전파에 따라 서로 다른 시대의 정보를 운반할 수 있다.

평균 밝기에서 공간의 구조로

첫 번째 실험 방식에서는 하늘 전체에 대해 평균한 스펙트럼을 측정한다. 이는 기체의 평균 열적 역사와 조성을 알려 준다. 두 번째 방식에서는 방향과 주파수에 따른 차이를 복원하여 불균일성의 통계를 연구한다. 암흑 시대 관측의 전망을 계산하는 현대 연구는 이 두 방식을 따로 다룬다. 정확한 지도를 얻으려면 평균 스펙트럼 윤곽을 찾을 때와는 다른 장치 규모와 성능이 필요하다. [30]

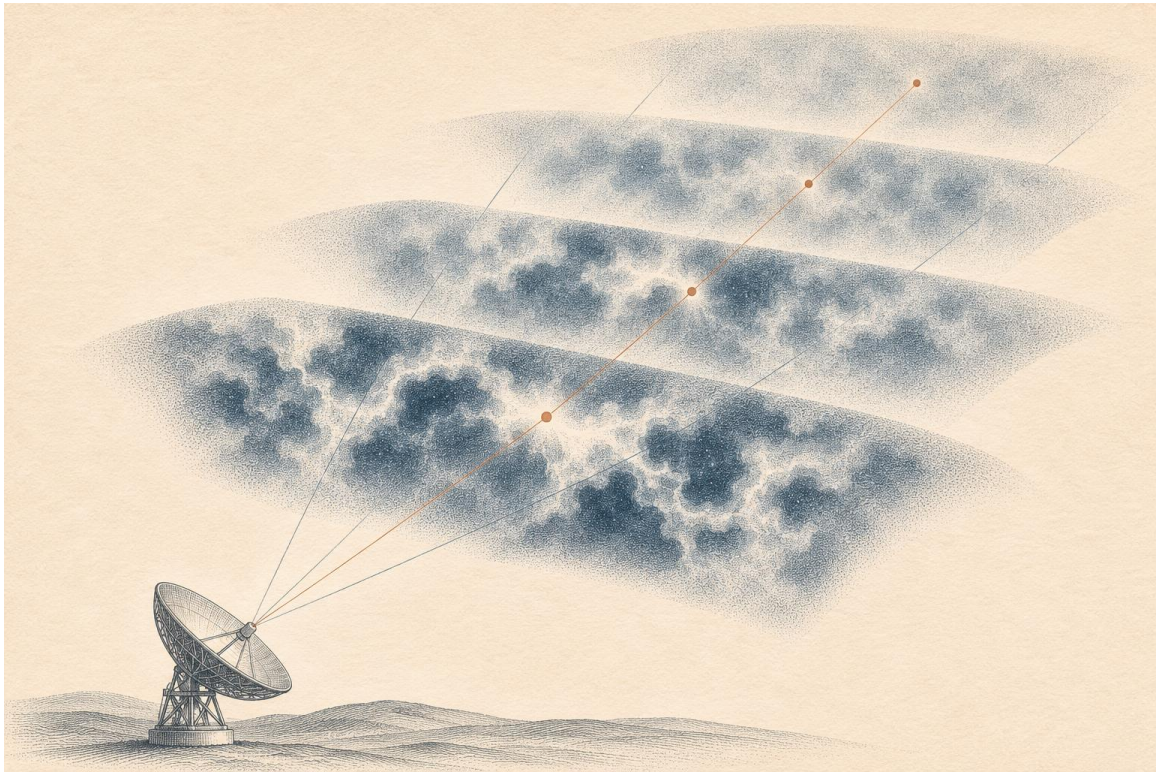
평균과 산포는 서로 다른 질문에 답한다. 두 기체의 평균 온도가 같아도 조밀한 부분과 희박한 부분의 분포는 완전히 다를 수 있다. 그러므로 평균 흡수를 검출했다는 사실만으로 작은 섭동의 스펙트럼을 얻지는 못한다. 이를 측정하려면 일정한 공간 간격의 점들 사이에서 전파 밝기가 얼마나 일관되게 변하는지 확인해야 한다.

이런 무늬를 다루기 편리한 통계량은 파워 스펙트럼 P_{21}이다. 밝기 요동의 평균 크기를 공간 척도별로 나눈다. 공이동 파수 k가 클수록 척도는 작다. 시선에 대한 방향 의존성도 생긴다. 기체의 운동이 관측 주파수를 바꾸어 불균일성의 겉보기 시선 방향 위치를 바꾸기 때문이다. 따라서 같은 물리적 구조도 시선을 따라 볼 때와 가로질러 볼 때 모습이 다를 수 있다.

q를 파동벡터와 시선 사이 각도의 코사인, ζ를 원시 곡률 섭동으로 두자. 하나의 단열 초기 모드를 가진 제한된 선형 기술에서 밝기는 ζ에 비례한다. 같은 푸리에 정규화를 쓰면 다음이 따라 나온다.

$$P_{21}(k, q, z) = |\mathcal{R}_{21}(k, q, z)|^2 \, P_\zeta(k).$$

R_{21}은 밀도 성장과 기체의 운동 및 열적 응답을 하나로 묶은 양이며, 그 단위는 선택한 밝기 온도의 단위로 정해진다. 이 식은 선형 응답의 일반적인 성질을 나타낸다. 독립적인 초기 성분이 여러 개라면 하나의 곱 대신 상호 상관관계를 포함한 합이 필요하고, 비선형성이 중요해지면 추가 항들이 생긴다. 이 간단한 식만으로도 핵심 난점이 드러난다. 측정한 곱 하나로는 초기 무늬와 이후의 동역학을 각각 정할 수 없다.



판화 7. 주파수는 과거의 서로 다른 층을 드러낸다. 21센티미터 선의 단층 촬영에서는 하늘의 방향과 주파수를 전파 밝기의 분포에 연결한다. 개략적인 층들은 우리의 과거 빛원뿔에서 서로 다른 시대를 뜻한다. 보정 없이 하나의 순간 사진으로 합쳐서는 안 된다. 거리로 바꾸려면 모형이 필요하며 기체의 속도와 채널의 유한한 폭이 복원을 바꾼다.

기체는 자신의 역사를 보존한다

초기 수소가 매력적인 이유는 별이 생기기 전에는 복잡한 여러 복사원을 기술할 필요가 없기 때문이다. 그러나 기체를 암흑물질을 비추는 정지된 스크린으로 여겨서는 안 된다. 기체에는 압력과 잔류 이온화, 열적 관성이 있다. 밀도가 달라지면 충돌도 달라지고, 따라서 스핀 온도와 입자 운동의 관계도 달라진다. 그러므로 중력적 불균일성이 같아도 밝기가 반드시 같지는 않다.

재결합 이후에는 보통 물질과 차가운 암흑물질의 상대 속도가 특히 중요하다. 이 속도는 작은 섭동의 성장을 바꾸고 그 통계를 더 큰 영역들과 연결한다. 알리하이무드, 메이르뷔르흐, 위안은 이 효과가 여러 척도에서 21센티미터 신호에 반영됨을 보였다. 특이한 물리학에 따른 파워 억제를 찾으려면 먼저 이런 통상적인 기여를 기준 계산에 포함해야 한다. [31]

여기서 설정한 과제에서는 완전한 물리적 상태들을 비교해야 한다는 뜻이다. 밀도만 일치해서는 충분하지 않다. 속도와 기체 온도, 그 상호 상관관계를 확인해야 한다. 두 모형을 밀도에 대해서만 맞추었다면 이후의 차이는 불완전한 초기 조건에서 비롯될 수 있다. 계산의 실제 결과이기는 해도, 연구자가 검증하려 했던 기제의 차이는 아닐 것이다.

세 모드의 상관관계인 비스펙트럼도 살펴볼 수 있다. 파동벡터 삼각형을 이루는 세 모드의 관계를 기술하며 통상적인 파워 스펙트럼에 정보를 더한다. 그러나 비선형 성장과 기체 성질에 대한 밝기의 의존성은 원시 장이 가우스적이어도 세 모드 상관관계를 만든다. 무뇨스, 알리하이무드, 카미온코프스키의 연구는 원시 비가우스성을 찾을 때 이 이차 기여를 고려해야 함을 보여 준다. [32]

따라서 비스펙트럼을 더해 축퇴를 해결하겠다는 약속에는 별도 계산이 필요하다. 어떤 성분이 파워와 다르게 모형들을 연결하고, 기체 매개변수를 추정한 뒤에도 그 차이가 남는지 보여야 한다. 두 버전이 전체 상태의 접근 가능한 통계를 같게 정하고 이후 같은 방정식을 따른다면, 통계량에 새 이름을 붙인다고 없던 정보가 생기지는 않는다.

하나의 결핍과 두 기원

범위를 한정한 연구 과제를 정해 보자. 모형 A에서는 암흑물질이 차갑고, 원시 스펙트럼은 작은 척도에서 매끄럽게 억제된다. 첫 계산에는 다음과 같이 양의 값을 갖는 현상론적 형태를 설정할 수 있다.

$$P_\zeta^A(k) = P_{\zeta,0}(k)\exp[-(k/k_c)^p], \qquad k_c > 0, \quad p > 0.$$

여기서 k_c는 차단 위치, p는 차단의 급격함을 정하며, $P_{\zeta,0}$는 선택한 매끄러운 기준 스펙트럼이다. 이는 연구에 편리한 매개변수화이며, 섭동의 기원에 관한 새로운 이론은 아니다. 어떤 초기 기제가 차단을 만들었는지는 아직 설명하지 않는다. 검증에서는 우선 관측 채널 자체가 이런 초기 조건과 작은 척도 구조를 잃게 하는 다른 원인을 구별할 수 있는지 살핀다.

모형 B에서는 원시 스펙트럼을 매끄럽게 두되 정해진 운동량 분포를 가진 특정한 열적 잔존 암흑물질 입자를 선택한다. 입자의 빠른 운동이 작은 불균일성을 평탄하게 만든다. 이런 물리적 기제는 따뜻한 암흑물질 모형에서 오랫동안 연구되었다. 보드, 오스트라이커, 투록의 연구는 초기 연구 사례 가운데 하나다. 성분의 질량과 분포, 기여는 선택한 모형을 통해 서로 연결되어야 하며, 적색편이마다 독립적으로 조정해서는 안 된다. [33]

먼저 하나의 기준 시대와 미리 정한 척도 범위에서 측정 가능한 파워가 비슷해지도록 두 모형의 매개변수를 고른다. 그런 다음 나머지 시대와 시선에 대한 요동의 방향을 비교하고, 이론적 정확도가 충분하다면 삼중 상관관계도 비교한다. 검증할 가정은 동역학의 지속적인 차이가 허용된 매개변수 조정으로 흡수할 수 없는 추가 흔적을 남긴다는 것이다.

이 가정은 틀릴 수도 있다. 관측 가능한 시대에 따뜻한 성분의 잔류 운동이 이미 무시할 만하고 그 효과가 전달 함수의 거의 일정한 변화로만 남았다면, 특별히 선택한 원시 스펙트럼이 같은 결과를 재현할 수 있다. 여러 적색편이를 보더라도 구별이 보장되지는 않는다. 이후의 성장이 같으면 한 시대의 일치가 다른 시대로도 이어진다. 앞서 정한 지수함수 형태는 정확히 일치시키기에는 제약이 너무 강할 수 있다. 그 경우 검증하는 것은 그 특정 형태이지, 원시 억제라는 생각 전체가 아니다.

이런 결과는 과학에 유용하다. 전파 지도가 초기 스펙트럼과 전달의 조합을 측정함을 정하고, 둘을 분리하려면 어떤 추가 가정이 필요한지 보여 준다. 다른 채널로 원시 스펙트럼을 제한하거나 잔여 동역학이 아직 보이는 시대를 관측해야 할 수도 있다. 입자 자체의 별도 검증이 필요할 수도 있다. 선택은 어떤 대가를 치르더라도 긍정적인 답을 얻고 싶다는 바람이 아니라 축퇴의 구조에 따라야 한다.

축퇴를 처음 검증하는 과정은 특히 명료하게 만들 수 있다. 하나의 선형 초기 모드에서 두 시대의 파워를 같은 공이동 k와 각도 매개변수 q의 값에서 나누면 원시 파워가 상쇄된다. 두 응답이 모두 영이 아니면 앞의 식에서 다음이 직접 따라 나온다.

$$\frac{P_{21}(k,q,z_1)}{P_{21}(k,q,z_2)} = \left|\frac{\mathcal{R}_{21}(k,q,z_1)}{\mathcal{R}_{21}(k,q,z_2)}\right|^2 .$$

따라서 초기 파워만 바꾸어 이 비율의 임의적인 변화를 흉내 낼 수는 없다. 그러나 버전 A와 B의 응답 비율이 같으면 이 검증은 둘을 구분하지 못한다. 이는 제한된 선형 기술의 대수적 결과이며 암흑물질 식별의 보편 법칙이 아니다. 실제 관측에서는 같은 영역을 반복 촬영한 영상이 아니라 서로 다른 층의 통계를 비교한다. 공분산, 서로 다른 분해능, 공통 기하학 모형을 고려해야 한다.

이런 대조 검증은 구별할 특징을 찾도록 맡긴 인공지능에도 유용하다. 먼저 비율이 해석적으로 일치하는 쌍들을 주고, 이어서 전달의 차이를 알고 있는 쌍들을 준다. 알고리즘이 측정할 수 없는 시뮬레이션의 세부 사항을 이용해 첫 집단을 확신 있게

구별한다면, 찾아낸 것은 데이터 준비 과정의 특성이다. 해석적으로 풀 수 있는 예로 돌아가면 결과를 새로운 물리학으로 해석하기 전에 이런 오류를 발견할 수 있다.

긍정적인 결과가 나오면 다음 단계는 견고성을 검증하는 것이다. 그 차이는 표준 우주론 매개변수와 기체 온도, 허용 가능한 잔류 항성 기여를 바꾸어도 남아야 한다. 부수적인 양들을 완벽하게 고정했을 때만 보이는 예측은 실제 분석에서 사라질 수 있다. 따라서 연구의 결과는 눈길을 끄는 이론 곡선 한 쌍이 아니라 매개변수 공간에서의 구별 가능한 영역이 될 것이다.

전파의 고요함과 기기의 작동

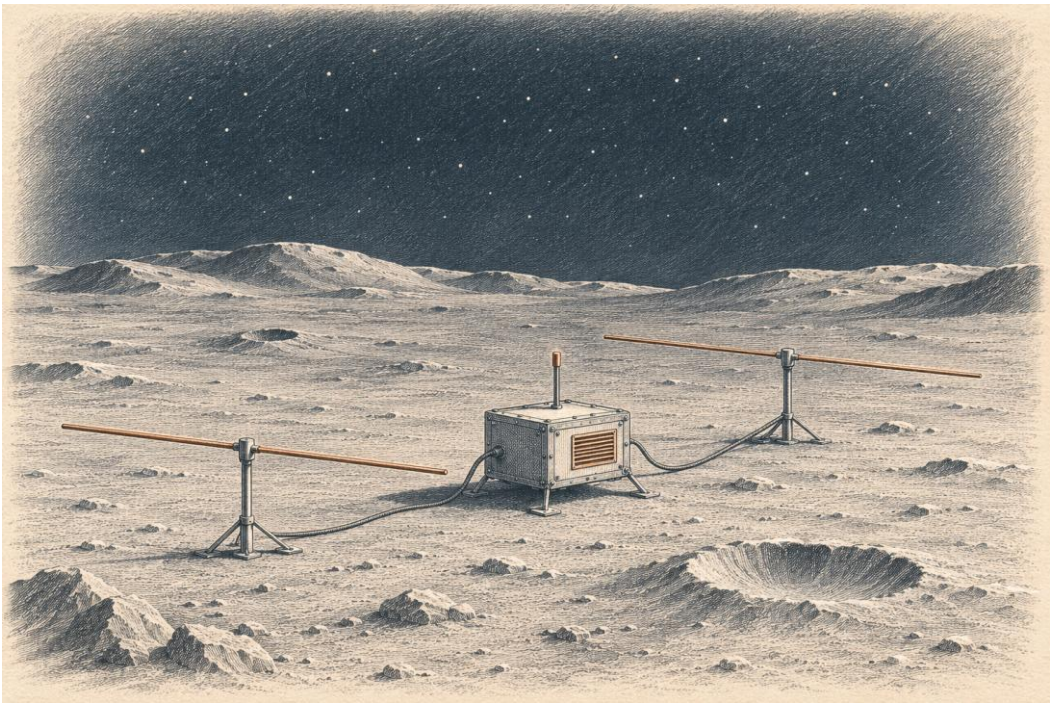
필요한 주파수가 낮다는 점은 공학적 난제를 만든다. 지구 전리층은 전파의 전파 과정을 바꾸고, 인공 송신기는 강한 간섭을 일으킨다. 달 뒷면은 지구에서 오는 전파 오염을 줄일 수 있는 장소로 검토된다. LuSEE-Night의 공식 소개는 이를 전파 환경을 연구하고 이런 관측 창을 활용하기 위한 선행 실험으로 규정한다. 이 지위가 암흑 시대의 단층 관측을 이미 수행했다는 뜻은 아니다. [34]

LuSEE-Night의 설계에는 저주파 수신기와 서로 다른 방향을 향하는 안테나들이 포함된다. 연구진이 발표한 논문은 달의 밤 동안 자율적으로 수행하는 관측을 설명한다. 이 책에서 중요한 것은 필요한 환경에서 수신과 교정, 장치 작동을 검증한다는 물리적 단계 자체다. 운송 일정은 달성된 감도의 증거가 아니므로, 우주론에 관한 결론은 해당 기기에서 측정한 성능에 근거해야 한다. [35]

달의 관측 장소도 은하의 복사나 전자장치 자체의 잡음, 안테나 모형의 부정확성까지 없애 주지는 않는다. 특히 위험한 것은 안테나의 방향별 응답이 주파수에 따라 달라지는 현상이다. 주파수마다 기기가 하늘의 밝은 영역들을 다르게 섞으면, 스펙트럼이 매끄러운 전경에서도 찾으려는 신호와 비슷한 구조가 생길 수 있다. 수신기의 이득뿐 아니라 하늘의 어느 부분에 어떤 가중치를 주는지도 측정해야 한다.

간섭계에서는 이 문제가 공간 모드의 혼합으로도 나타난다. 매끄러운 전경이 장치의 주파수 응답과 결합하면 가로 및 시선 방향 파수 좌표에서 쐐기 모양 영역을 오염시킬 수 있다. 이런 효과의 통계 분석은 재이온화 시대의 21센티미터 선 연구에서 개발되었다. 암흑 시대에는 미래 배열의 주파수, 기하학, 잡음을 다시 대입해야 한다. 다른 실험에서 얻은 감도를 자동으로 옮길 수는 없다. [36]

여기서 연구에 대한 구체적인 요구가 나온다. 전경 제거와 선별 후에 실제로 남는 모드들만으로 모형의 구별 가능성을 계산해야 한다. 주요 차이가 제거된 영역에 놓여 있다면 관측상의 이점으로 셀 수 없다. 기계학습 알고리즘이 채택한 모형으로부터 숨겨진 값을 예측할 수는 있지만, 이런 복원은 제거된 모드에 대한 독립적인 측정을 추가하지 않는다.



판화 8. 달 뒷면에서의 전파 관측. 달 뒷면은 지구의 전파 간섭이 줄어드는 저주파 측정 장소로 검토된다. 그림은 가상의 안테나 시설이며 완성된 망원경 설계가 아니다. 달의 차폐가 은하 전경, 자체 잡음, 안테나의 주파수 의존성까지 없애지는 않는다. 미래의 감도는 측정과 계산으로 정해야 한다.

어떻게 검증할 것인가

대형 관측소를 짓기 전에도 첫 결과를 얻을 수 있다. 정해진 A와 B 쌍에 대해 여러 층의 밀도, 속도, 온도, 전파 밝기를 재현 가능하게 계산해야 한다. 예를 들면 z = 30, 50, 100 부근이다. 이 값들은 출발 격자이며 별이 없는 보편적인 경계가 아니다. 선택한 모형이 낮은 층에서 중요한 별의 기여를 예측한다면 그 층을 제외하거나 원천을 추가한다.

그다음에는 측정 모형을 만든다. 평균 스펙트럼을 위한 모형에는 주파수 응답과 안테나 지향성 패턴, 교정 표준이 들어간다. 공간 상관관계를 위해서는 배열의 기하학적 배치, 안테나 간 거리들의 집합, 주파수 채널, 관측 시간이 필요하다. 매개변수는 구체적인

설계에서 가져오거나 향후 장치의 가능한 설계안으로 명시한다. 이 단계를 거친 뒤에야 이론적 신호들의 차이에 관측적 의미가 생긴다.

각 모형을 하늘의 전경 및 기기 오차와 함께 모의 데이터에 넣는다. 두 모형에서 허용된 부수 매개변수를 바꾸면서, 분석 알고리즘에 정답을 알려 주지 않은 채 복원을 수행한다. 시뮬레이션의 일부로 모형을 잘못 선택하는 데 대한 문턱값을 정하고, 나머지로 올바른 모형이 얼마나 자주 선택되는지 검증한다. 독립적인 코드 구현들이 공통 격자에서 핵심 전달 함수들을 재현해야 한다.

기준 계산이 틀렸을 가능성도 따로 시험한다. 근거 있는 불확실성 범위에서 잔류 이온화와 기체 압력, 성분 간 상대 속도, 전경의 주파수별 형태를 차례로 바꾸어야 한다. 작은 표준 보정이 주장한 따뜻한 암흑물질의 효과를 흉내 낸다면, 이 실험은 아직 여러 원인의 조합을 제약하는 것이다. 바로 이런 검증을 통해 원자물리학과 우주론, 공학의 불확실성 중 어느 것을 줄이는 편이 더 유익한지 알 수 있다.

통합 적합을 수행한 뒤에도 허용된 매개변수로 여러 층의 관측 가능한 통계를 미리 정한 기준에 맞게 재현할 수 없다면, 선택한 모형 A를 기각한다. B에도 같은 규칙이 적용된다. 감도가 부족해서 차이를 찾지 못했다고 두 모형이 모두 기각되는 것은 아니다. 작은 척도에서 파워 부족을 검출하더라도 입자의 정체가 자동으로 밝혀지지는 않는다. 다른 초기 스펙트럼과 동역학적 기제, 전달 계산의 오류 가능성이 남는다.

연구의 최종 산물은 지도다. 어떤 매개변수와 관측 모드에서 정해진 두 모형이 구별되는지, 어디에서 전경이 방해하는지, 어디에서 이론의 한계가 작용하는지, 기기 잡음이 없어도 어디에서 축퇴가 남는지를 보여 준다. 이 지도에서는 추가 주파수 대역과 더 긴 배열 기선, 개선된 교정의 이점을 비교할 수 있다. 이런 결과는 망원경 제작 전부터 설계를 바꾸고 다음 연구진에게 더 좁고 검증 가능한 과제를 제시할 수 있다.

암흑 시대는 초기 섭동에서 물질 구조로 이어지는 과정을 추적할 기회를 준다. 그 과학적 가치는 물리적 측정으로 이 구조의 원인들을 얼마나 구별할 수 있는지에 달려 있다. 이제 보이지 않으면서 중력을 일으키는 성분에 대한 질문을 더 정확히 던질 수 있다. 관측이 요구하는 암흑물질의 성질은 무엇이며, 그 본성을 검증할 독립적인 흔적은 무엇일까?

제II부 보이지 않는 성분들

제6장

보이지 않는 질량

망원경으로 보면 은하는 빛나는 천체들의 집합처럼 보인다. 더 희미한 빛까지 담도록 촬영하면 어두운 별과 구름들이 나타난다. 모든 빛을 모으고 보이지 않는 기체의 질량을 더하면 눈앞에 물질이 얼마나 있는지 알 수 있으리라는 자연스러운 기대가 생긴다. 그러나 은하의 운동은 다른 이야기를 들려준다. 관측된 속도를 설명하는 데 필요한 질량은 발견된 보통 물질의 질량을 상당히 웃도는 경우가 많다.

이 불일치는 관측과 중력 법칙의 구체적인 결합에서 나온다. 스펙트럼과 위치, 영상의 왜곡을 측정한 다음 질량 분포를 복원하기 때문이다. 따라서 처음부터 두 가지 해결 방향이 있다. 중력원이 추가로 존재하거나, 중력에 대한 기술을 바꾸어야 한다. 둘 사이의 선택은 여러 현상을 종합해 내려야 한다. 회전 곡선 하나를 설명하더라도 빛과 뜨거운 기체, 구조 형성의 역사를 통한 검증을 통과해야 한다.

암흑물질은 주로 중력 작용을 통해 그 존재를 판단하는 성분을 뜻한다. 이 이름만으로 입자나 질량, 생성 기제가 정해지지는 않는다. 관측으로 이미 제약되어 있지만 확립된 미시물리학으로 아직 채워지지 않은, 물리적 기술 속의 자리를 가리킨다. 이런 물질이 중력으로 결합하여 넓게 퍼져 있는 구조를 헤일로라고 한다. 표준적인 그림에서 눈에 보이는 은하는 이 구조의 일부만을 차지한다.

운동과 빛으로 알아내는 질량

구대칭인 물질 분포의 주위를 거의 원 궤도로 도는 별을 생각해 보자. 뉴턴 근사에서는 별의 속도가 궤도 안쪽 질량과 다음의 간단한 관계로 연결된다.

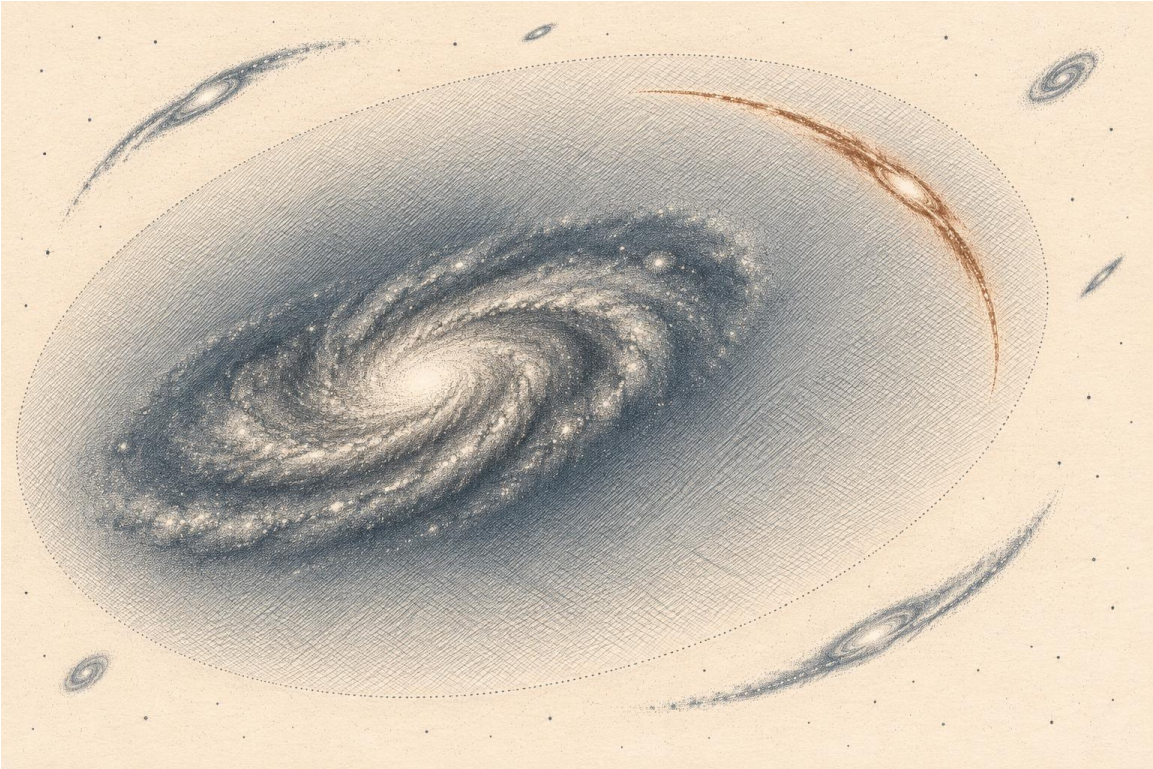
$$v^2(r) = \frac{GM(<r)}{r}.$$

여기서 r은 중심까지의 거리이고 G는 중력 상수다. 거의 모든 질량이 궤도 안쪽에 들어가고 나면, 거리가 멀수록 속도가 줄어야 한다. 속도가 거의 일정하게 유지된다면 궤도 안쪽에 필요한 질량은 계속 커진다. 실제 원반 은하는 구형이 아니므로 정확히 복원하려면

다른 기하학적 형태와 기체 운동의 보정, 항성 원반의 기여가 필요하다. 이 간단한 식은 먼 궤도가 보이지 않는 물질 분포에 민감한 이유를 설명할 뿐이다.

별의 속도조차 완성된 수치로 계산에 들어오지는 않는다. 스펙트럼은 시선을 따른 운동 성분을 보여 준다. 회전 속도를 구하려면 원반의 기울기를 알아야 한다. 거의 정면으로 보이는 은하에서는 원반 평면의 속도가 커도 스펙트럼 이동이 작을 수 있다. 기울기 오차는 복원한 질량을 크게 바꾼다. 그러므로 제대로 된 검증은 운동의 공간 지도와 기하학의 독립적인 제약을 사용한다. 이로써 헤일로의 성질과, 대상에 대한 우리의 위치 때문에 생긴 오차를 구분할 수 있다.

먼 천체 영상의 왜곡은 다른 경로를 제공한다. 빛은 휘어진 시공간을 지나며, 더 가까이에 있는 질량은 중력렌즈로 작용한다. 질량 자체가 거의 빛나지 않더라도 그 분포를 추정할 수 있다. 이런 지도를 엑스선 복사와 대조하면 충돌하는 은하단에서 특히 뚜렷한 모습을 볼 수 있다. 총알 은하단에서는 관측되는 보통 물질의 대부분을 담은 뜨거운 기체와, 렌즈 효과로 복원한 질량 분포의 최댓값들이 놓인 영역이 공간적으로 분리되어 있다. 이는 추가로 중력을 일으키는 성분의 강력한 증거다. 다만 영상 자체가 그 성분을 이루는 입자의 종류를 알려 주지는 않는다. [37]



판화 9. 빛은 보이지 않는 질량 분포를 드러낸다. 중력렌즈는 먼 원천의 영상을 바꾸며 그 앞의 질량 분포를 복원하게 해 준다. 계산 대상을 보이게 하려고 헤일로를 개략적인 빗금으로 나타냈다. 실제로 이런 빛을 직접 관찰하는 것은 아니다. 이 방법은 질량과 빛의 기하학을 연결하지만 그 자체로 암흑물질 입자를 확립하지는 않는다.

초기 우주론에서도 근거를 찾을 수 있다. 중성 원자가 형성되기 전에는 보통 물질이 복사와 함께 음향 진동에 참여했다. 빛과 약하게 상호작용하는 성분은 중력적 불균일성에 다른 영향을 주었다. 따라서 우주 배경복사 스펙트럼의 봉우리 높이 비는 보통 물질과 차가운 암흑물질의 밀도를 구별하는 데 도움이 된다. 기본적인 평탄한 ΛCDM 모형에서 Planck 분석은 두 밀도의 비를 약 다섯으로 제시한다. 여기서는 모형의 나머지 매개변수들을 함께 고려하면서, 보이지 않는 성분이 초기 진동에 미친 영향으로 그 비중을 정한다. [6]

증거가 다양하다는 점이 이 문제에 견고한 기반을 준다. 수정된 중력 법칙으로 암흑물질을 대체하려면 운동과 렌즈 효과, 초기 음향 진동을 모두 예측해야 한다. 새로운 입자를 도입하는 모형도 같은 의무를 진다. 양측이 동일한 관측량을 계산하고 오차를 충실히 반영할 때 비교에 실질적인 의미가 생긴다.

표준 성분의 이름에 붙는 '차갑다'는 말은 구조 형성 단계에서의 운동을 나타낸다. 무작위 속도가 충분히 작아서 관심 있는 척도의 불균일성을 지우지 않는다는 뜻이다. 어두운 구름 표면의 온도와는 관계가 없다. 서로 다른 입자들도 큰 구조에서는 똑같이 행동할 수 있고, 차이는 더 작은 척도나 실험실에서의 상호작용에서만 드러날 수 있다.

드문 충돌을 어떻게 들을 것인가

한 가지 실험 접근법은 가정한 암흑물질 입자가 보통 물질과 충돌하기를 기다리는 것이다. 검출기를 우주선으로부터 숨기고 차폐 장치로 둘러싸며, 방사성 배경을 정밀하게 측정한다. 새로운 입자들의 은하 흐름이 장치를 통과한다면 때때로 원자핵이나 전자에 에너지를 전달할 수 있다. 이미 알려진 과정들과 구별할 수 있는 신호의 특성이 필요하다.

액체와 기체의 두 상을 쓰는 제논 검출기 LZ에서는 상호작용으로 섬광이 생기고 전자가 방출된다. 전기장이 전자를 액체와 기체의 경계로 옮기며 그곳에서 추가 빛 신호가 나온다. 두 신호를 함께 쓰면 사건의 에너지와 위치를 복원하고 상호작용 유형을 구별할 수 있다. 약하게 상호작용하는 무거운 입자, 즉 WIMP의 스핀 비의존 산란이라는 선택한 표준 시나리오에 대해, 2025년 발표된 노출량 4,2톤년의 분석에서는 배경을 넘는 과잉을 찾지 못했다. 입자 질량 40 GeV/c^2에서 산란단면적 상한은 신뢰 수준 90 퍼센트에서 $2{,}2\times10^{-48}$ cm^2였다. 이는 해당 상호작용과 은하 입자 흐름 모형에 대한 조건부 한계다. [38]

산란단면적은 입자 흐름과 표적에서 예상되는 충돌 빈도를 연결한다. 검출하지 못한 결과는 검출 가능한 사건의 과잉을 만들었어야 할 질량, 단면적, 밀도의 조합들을 배제한다. 질량이 다르거나 주로 전자와 상호작용하거나 다른 결합을 가진 입자라면 신호 계산이 달라진다. 찾는 입자가 암흑물질의 작은 일부만 차지해도 달라진다. 따라서 이런 그래프의 경계는 특정한 상호작용 방식을 검증하며 모든 후보를 소진하지는 않는다.

액시온 탐색은 다른 논리를 따른다. 자기장 안에서 가정된 액시온은 전자기적 들뜸으로 변환될 수 있으며, 공진기는 특정 주파수 대역의 응답을 증폭한다. 이런 장치는 입자와 광자의 결합뿐 아니라 입자의 국소 밀도에도 민감하다. 불투명한 벽을 통과하는 실험은 새로운 입자의 생성과 그 입자가 다시 빛으로 변환되는 과정을 검증한다. 이때 입자가 은하 헤일로에 존재한다고 가정할 필요는 없다. 따라서 실험실에서 가벼운 입자를 발견하더라도, 그 사실만으로 그 입자가 우주에서 차지하는 비율이 정해지지는 않는다. [39] [40]

배경이 낮아질수록 이전에 무시할 수 있었던 과정들이 두드러진다. 별도의 LZ 분석에서는 태양 중성미자의 결맞음 산란에 대한 증거가 발견되었다. 그 분석에서 제시한 4,5표준편차의 유의성은 암흑물질 신호가 없다는 가정 아래 중성미자에 대해 얻은 값이다. 새로운 물질 발견의 유의성이 아니다. 중성미자 사건의 스펙트럼이 일부 가정된 신호와 비슷하다는 점은 과제를 어렵게 하지만, 다른 원자핵 표적이나 에너지 범위, 사건의 추가 특성을 활용할 가능성은 남아 있다. [41]

이론은 새로운 입자의 양도 설명해야 한다. 초기의 뜨거운 환경에서는 반응을 통해 입자가 생성되거나 소멸할 수 있었다. 우주가 식으면서 반응 속도로는 이전의 평형을 유지할 수 없게 되었고, 잔존 입자가 남았다. 평형이 아예 성립하지 않는 기제도 가능하며, 장이 공통의 초기 상태로 주어졌을 수도 있다. 이런 가능성들은 현재의 밀도를 서로 다른 매개변수와 연결한다. 따라서 새로운 입자의 질량을 정확히 측정하더라도 상호작용과 초기 역사를 모르면 그 입자가 우주에서 차지하는 비율을 계산할 수 없다.

암흑물질 내부의 충돌이 바꾸는 것

보통 원자핵에 대한 산란과 두 암흑물질 입자의 충돌은 서로 다른 상호작용이다. 검출기와의 결합이 약하더라도 입자들끼리의 결합이 상당할 수 있다. 따라서 암흑 헤일로를 고유한 내부 진화를 갖는 계로 생각하고 질량 분포를 통해 그 진화를 연구할 수 있다.

자기 상호작용 암흑물질에서는 충돌이 입자 사이에서 에너지를 운반한다. 외부 영역에서 중심으로 열이 유입되면 중심부는 팽창하고 밀도가 낮아진다. 더 늦은 단계에서는 열 흐름이 역전될 수 있다. 에너지를 잃는 자기중력 중심부는 수축한다. 이때 입자의 전형적인 속도는 커지고 열 유출도 강해질 수 있다. 이 순서에 따라 하나의 상호작용 법칙이 희박한 중심부와 매우 조밀한 중심부를 모두 만들 수 있다. 헤일로마다 서로 다른 진화 단계에 있을 수 있기 때문이다. 이러한 관계는 작은 은하들과 렌즈 효과로 발견되는 조밀한 천체들에 대해 이미 연구되었다. [42]

상호작용의 속도 의존성이 중요하다. 작은 은하와 큰 은하단에서는 전형적인 속도가 다르므로 일정한 수 하나로는 잘 기술하지 못할 수 있다. 이 책의 예시 계산에서는 상대 속도가 30에서 1000 km/s로 바뀔 때 단위 질량당 수송 단면적이 약 8,9에서 0,0073 cm^2/g로 감소하는 법칙을 골랐다. 이 매개변수들은 효과를 보여 주기 위해 선택했으며,

관측으로 허용된 값이라고 주장하지 않는다. 더구나 특정 각도 가중치를 갖는 수송 단면적을 실제 속도 분포의 열 수송과 올바르게 연결하는 작업이 필요하다.

이 생각에는 검증 가능한 위험이 있다. 동일한 매개변수들이 연구 대상 전체 집단에 맞아야 한다. 2026년에 갱신된 SPARC 목록 은하들의 분석은 이 조건을 만족시키기가 얼마나 어려운지 보여 준다. 저자들은 조사한 모형군 안에서 모든 은하를 만족스럽게 기술하는 단일 단면적 모형을 찾지 못했다. 복원된 매개변수는 헤일로의 나이 및 진화 단계와도 축퇴되어 있다. 따라서 개별 사례를 잘 기술하더라도 공통의 미시물리학이 확립되는 것은 아니다. [43]

같은 연구는 선호되는 매개변수들의 공통된 L자 영역도 제시한다. 거의 일정한 작은 단면적과 강한 속도 의존성이 모두 허용된다. 이는 앞의 결론과 모순되지 않는다. 저자들은 4.2절에서 최선의 공동 절충안도 각 은하를 만족스럽게 기술하지는 못하며, 좁은 매개변수 영역을 과대평가해서는 안 된다고 따로 경고한다. 다음 검증에서는 나이와 바리온의 역사, 진화 단계의 불확실성을 유지하면서 공통 최솟값의 위치뿐 아니라 천체별 잔차 분포도 비교해야 한다. [43]

주요한 천체물리학적 경쟁 설명은 가까이에 있다. 폭발적인 별 형성과 기체 방출, 중심 중력 퍼텐셜의 변화도 통상적인 차가운 암흑물질의 분포를 재편할 수 있다. 이런 효과는 바리온 피드백을 포함한 수치 모형에서 재현된다. 보통 물질을 기술하는 자유도가 비슷한 두 모형을 비교해야 한다. 그렇지 않으면 조정을 더 많이 허용한 모형이 유리해진다. [44]

항성계 크기의 파동

입자의 양자적 성질은 드브로이 파장에 해당하는 척도에서 두드러진다. 충분히 가벼운 장에서는 이 척도가 천문학적 크기일 수 있다. 그때에는 궤적을 따라 움직이는 독립적인 점입자들보다 위상과 간섭이 변화하는, 공간에 퍼진 장으로 기술하는 편이 편리하다. 비상대론적 운동에서 전형적인 길이는 다음과 같다.

$$\lambda = \frac{h}{m v}.$$

이 식에서 h는 플랑크 상수, m은 질량, v는 전형적인 속도다. 정지 에너지가 2×10⁻²⁰ eV이고 속도가 20 km/s일 때, 이 책에서 직접 수행한 단위 환산 계산으로는 약 30파섹이

나온다. 환산 플랑크 상수를 쓰면 해당 척도는 2π배 작아진다. 문헌에는 두 양이 모두 나올 수 있으므로, 수치를 비교하기 전에 길이의 정의부터 확인해야 한다.

파동적 성질은 작은 구조의 형성을 억제할 수 있다. 그 흔적을 퀘이사 스펙트럼에서 찾는다. 빛이 은하 사이의 수소를 지나면서 수많은 흡수선이 생기기 때문이다. 여러 척도에서 스펙트럼을 따라 투과율이 어떻게 변하는지 측정하고, 기체 및 암흑물질 모형으로 만든 모의 스펙트럼과 비교한다. 기체의 열운동 역시 미세한 구조를 평탄하게 만들므로, 그 역사도 장의 성질과 함께 정해야 한다. 발표된 질량 하한 $2\times10^{-20}\ \mathrm{eV}/c^2$는 베이즈 신용 수준 95퍼센트에서 얻은 값으로, 장이 암흑물질 전부를 이루는 특정 모형에 해당한다. 여러 성분이 섞인 경우에는 별도의 계산이 필요하다. [45]

같은 장은 별 주위의 중력 환경도 시간에 따라 바꾼다. 여기서 차가운 계란 내부 속도 산포가 작은 계를 뜻한다. 모든 별에 거의 같은 가속도가 작용하면 계 전체의 운동은 바뀌어도 이 산포에는 거의 영향이 없을 수 있다. 내부 가열에 중요한 것은 별들 사이의 가속도 차이다. 계 자체의 중력과 장 중심부의 구조, 이웃 천체의 조석 작용에 따라 계가 팽창할지, 오늘날까지 살아남을지가 정해진다. 현대의 계산은 이 효과들을 모두 고려해야 함을 보여 준다. [46]

어떻게 검증할 것인가

자기 상호작용 모형을 위해 두 표본을 미리 정할 수 있다. 첫째는 여러 지점에서 기체와 별의 속도를 측정한 작은 은하들이다. 중성 수소의 전파 관측과 광학 분광은 운동 지도를 제공하고, 영상과 별 형성의 역사는 보통 물질의 기여를 제약한다. 둘째는 강한 중력렌즈들로, 그 영상에서 작은 암흑물질 밀집체에 의한 섭동을 찾는다. 밀집체의 기여를 분리하려면 주 렌즈와 배경 광원, 시선상의 물질을 동시에 모형화한다.

첫 표본으로 공통 산란 법칙의 허용 매개변수를 구한 다음, 둘째 표본에서 검출할 수 있는 섭동의 수와 윤곽을 예측한다. 영상 모형에 모의 밀집체를 넣고 탐색 절차 전체를 반복하여 검출 확률을 측정한다. 개별 헤일로의 나이와 궤도는 알려지지 않을 수 있지만, 이 양들의 분포에는 공통된 물리적 근거가 있어야 한다. 선별 효과와 오차를 고려해도 허용된 어떤 매개변수 집합도 둘째 표본을 재현하지 못하면 검증 중인 모형을 기각한다. 보통 물질의 영향을 받는 차가운 암흑물질이라는 경쟁 모형도 같은 방법으로 검증한다.

파동장에서는 질량과 우주론적 비율이 공통 매개변수다. 먼저 기체의 온도 및 이온화 불확실성을 포함한 퀘이사 스펙트럼에서 허용 영역을 얻는다. 그다음 같은 매개변수로, 변화하는 장에서 진화한 오래된 항성계의 크기와 내부 속도 산포를 계산한다. 반복 분광은 쌍성의 운동을 분리하도록 돕는다. 나이, 이전의 조밀함, 조석 궤도 추정도 필요하다. 각 대상의 국소 장 밀도는 같은 혼합 모형에서 나와야 하며 새로운 자유 조정 수단이 되어서는 안 된다.

검증된 불확실성 범위 안에서 한 채널이 요구하는 매개변수가 다른 채널과 양립할 수 없을 때 결정적인 결과를 얻는다. 오래된 차가운 계가 보존되어 있다는 사실은 그 계를 반드시 파괴했어야 할 장을 배제할 수 있다. 초기 구조 억제가 없다는 사실은 후기 동역학을 설명하면서 지나치게 큰 파동 효과를 요구하는 장을 배제할 수 있다. 차이가 감도보다 작다면 아직 검증하지 못한 영역의 지도를 얻는다. 다음 계산 단계는 명확하다. 구조 형성과 후기 동역학을 통합한 모형으로, 매개변수 조정에 사용하지 않은 데이터를 예측하는 것이다.

제7장

왜 물질이 남았는가

지구와 별을 이루는 원자에는 양성자와 중성자, 전자가 들어 있다. 이 입자들에는 반입자가 있다. 뜨거운 환경에서 에너지가 충분한 상호작용은 입자와 반입자 쌍을 만들 수 있고, 입자가 반입자와 만나면 그 에너지가 다른 형태로 전환될 수 있다. 그러면 별이 형성되기 전의 시대로 거슬러 올라가는 질문이 생긴다. 초기의 뜨거운 시대가 지난 뒤에도 왜 이렇게 많은 보통 물질이 남았을까?

입자의 생성과 입자의 초과량을 설명하는 것은 서로 다른 과제다. 물질과 반물질의 양을 엄청나게 늘리면서도 둘의 차이는 거의 바꾸지 않을 수 있다. 이후 쌍소멸은 대부분의 쌍을 없애고, 처음의 작은 초과량을 남긴다. 바로 이 초과량을 물리적 과정들과 연결해야 한다.

이 문제는 반물질이 어디에도 존재하지 않아야 한다고 요구하지 않는다. 반입자는 오늘날에도 생성된다. 설명해야 할 것은 관측되는 우주론적 바리온 초과량이다. 여기서 바리온이란 양성자나 중성자 같은 입자를 뜻한다. 초기 플라스마에서는 해당 전하가 쿼크들 사이에 분포해 있었다. 우주의 역사는 가벼운 원자핵 형성에 대한 성공적인 예측을 훼손하지 않으면서 이 전하를 현재의 보통 물질 양과 연결해야 한다.

작은 과잉과 큰 결과

서로 다른 시대를 비교하려면 반바리온보다 많은 바리온의 초과량을 팽창하면서 희박해지는 다른 양에 대해 표현한다. 초과량과 광자의 수밀도 비를 쓸 수 있다. 다른 선택은 엔트로피 밀도이며, 이렇게 얻는 비율을 바리온 수율이라 부른다. 공이동 부피의 엔트로피가 보존될 때 특히 편리하다.

$$Y_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s}.$$

분자에는 바리온과 반바리온의 수밀도가 있으며 s는 엔트로피 밀도를 나타낸다. 표준적인 후기 열적 역사를 가진 Planck 기준 우주론은 바리온 수율 약 $8{,}7\times10^{-11}$을 준다. 광자 수에 대한 초과량의 비율은 약 $6{,}1\times10^{-10}$이다. 기제는 이 크기 수준을 재현해야 한다. 두 비율 사이의 변환은 열적 역사에 달려 있다. 초기의 모든 입자 변환에 걸쳐 광자 수가 그대로라고 둘 수는 없다. [6]

바리온 초과량과 전하는 구별해야 한다. 양성자와 전자는 반대 전하를 갖지만 전자가 반양성자는 아니다. 따라서 보통의 중성 원자는 전기적으로 중성이면서 양의 바리온 수를 가질 수 있다. 이 두 가지 셈법을 혼동하면 물질의 초과량이 왜 우주 전체를 거대한 대전된 물체로 만들지 않는가라는 잘못된 수수께끼가 생긴다. 각각의 물리적 상호작용에서 바로 그 논의 대상인 전하가 보존되는지를 확인해야 한다.

작은 초과량을 만드는 것은 과제의 일부다. 그 초과량은 이후의 냉각 과정에서도 살아남아야 한다. 입자와 반입자의 쌍 수는 변하며, 어떤 반응들은 비대칭을 만들기도 하고 지우기도 한다. 따라서 계산에서는 남아 있는 전하를 추적한다. 초과량을 효율적으로 만드는 빠른 반응이 계를 평형으로 되돌려 결과를 없애는 데에도 똑같이 효율적일 수 있다.

대칭적인 플라스마에서 시작하는 통상적인 시나리오에서는 사하로프 조건이 세 요구 사항을 연결한다. 바리온 수의 변화는 초기 균형 자체를 바꿀 수 있게 한다. 입자와 반입자 사이의 대칭성 위반은 초과량의 한 부호를 선호할 수 있게 한다. 열평형에서의 이탈은 이 선호가 남도록 한다. 표준적인 가정 아래 평형 상태의 역과정들은 전하가 한쪽으로 쌓이는 것을 상쇄하기 때문이다. 이 조건들은 기제에 필요한 성질을 정하며, 남는 물질의 양은 구체적인 반응 속도로 결정된다. [47]

대칭 C는 입자를 반입자로 바꾸고, P는 거울 반사처럼 공간 방향을 바꾼다. 많은 기제에서는 둘을 결합한 CP가 중요하다. 어떤 과정과, 반입자 및 반사된 좌표에 해당하는 과정을 구별할 수 있으면 두 과정의 확률이 달라질 길이 열린다. 그러나 한 상호작용에서 측정한 CP 위반이 초기 우주의 다른 계에서 필요한 모든 차이를 자동으로 정해 주지는 않는다.

우주 팽창은 평형에서 벗어날 자연스러운 가능성을 제공한다. 입자에는 상호작용의 전형적인 시간 척도가 있고, 변화하는 우주에는 온도와 밀도가 변하는 시간 척도가 있다. 반응들이 환경의 변화를 따라가지 못하면 일부 평형 관계가 성립하지 않게 된다. 연구자에게 이는 측정하거나 계산할 수 있는 속도들을 비교하는 일이다. 필요한 전하가 정확히 언제 생길 수 있는지, 그리고 이를 보존하려면 어떤 후기 반응들이 멈추어야 하는지 정할 수 있다.

시대들을 잇는 중성미자

한 연구 방향은 알려진 입자들에 무거운 중성 렙톤을 추가한다. 이들은 보통 중성미자와 약하게 혼합될 수 있다. 이 혼합은 낮은 에너지에서 관측되는 과정들을 초기 플라스마에서 가능했던 동역학과 연결한다. 최소 구성에서는 두 새로운 상태와 그 질량, 그리고 보통 렙톤의 세 종류와 상호작용하는 하나의 공통 행렬을 다룬다.

상호작용 행렬은 각 새로운 상태를 통상적인 렙톤 종류들과 연결하는 계수 표다. 같은 표가 가벼운 중성미자 질량, 장치 안 새 입자의 생성과 붕괴, 초기 플라스마 반응의 계산에 참여한다. 덕분에 실험실에서 우주론적 설명을 검증할 수 있다. 그러나 개별 실험이 보통 측정하는 것은 계수의 일부 조합뿐이므로 여러 채널의 결과를 합쳐야 한다.

진동 렙톤 생성에서는 혼합되는 중성 상태들의 양자 시간 발전과 CP 위반 상호작용으로 비대칭이 생긴다. 플라스마에서 생성되는 동안 상대 위상과 렙톤 전하의 분포가 달라진다. 상호작용은 비대칭을 통상적인 렙톤에 전달하고, 전기약 과정은 이를 바리온 과잉과 연결한다. 아흐메도프, 루바코프, 스미르노프가 제안한 기제가 이런 구조다. 뜨거운 환경에서 혼합되는 상태들의 시간 발전 자체가 중요하다. [48]

양자 결맞음은 때로 계산에 입자 종류별 수만 알아서는 부족하다는 뜻이다. 상태의 상대 위상도 중요하다. 플라스마와의 충돌은 이 정보를 파괴할 수 있고 자유로운 시간 발전은 간섭 무늬를 바꿀 수 있다. 따라서 생성과 붕괴를 독립적으로 다루는 보통 방식은 중요한 효과를 놓칠 수 있다. 행렬 운동론 방정식으로 입자 수와 상태 사이에 남은 상관관계를 모두 고려한 뒤, 단순화가 최종 전하를 얼마나 바꾸는지 검증할 수 있다.

바리온 초과량과 렙톤 초과량은 전기약 장의 집단적 전이인 스팔레론 과정으로 연결된다. 이 과정들은 바리온 수와 렙톤 수를 바꾸면서 둘의 차이는 보존한다. 따라서 보통 렙톤에서 생긴 비대칭이 최종 바리온 전하에 영향을 준다. 이 전달은 스팔레론 과정이 우주 진화에 비해 충분히 빠른 동안 이루어져야 한다. 냉각되면 이 과정들은 비효율적이 된다. 멈추는 시점은 장의 성질과 팽창 역사에 달려 있다. 스칼라 부문이나 우주론적 배경을 바꾸면 새로 계산해야 한다. [49]

실험실에서의 모습은 비교적 구체적일 수 있다. 새로운 중성 입자가 중간자나 W 보손의 붕괴에서 생성되어 어느 정도 날아간 뒤 눈에 보이는 생성물로 붕괴한다. 이 입자의 붕괴 꼭짓점은 충돌 지점에서 떨어져 있다. 기하학적 정보와 에너지로 질량과 수명을 복원하고, 생성물의 구성으로 여러 렙톤 종류와의 결합을 알아낸다. 이런 유형의 ATLAS 탐색은 이미

질량과 혼합의 일부 영역을 제약한다. 경계는 채택한 시나리오에 따라 달라지는 등고선 형태다. [50]

입자를 발견한 뒤에도 상호작용의 일부 복소 매개변수는 관측 가능한 붕괴만으로 잘 결정되지 않을 것이다. 최종 비대칭은 새로운 상태들의 초기 점유수와 후기 엔트로피 방출에도 달려 있다. 여기서의 검증에서는 충분히 높은 재가열 온도를 고정하고, 그 이후에는 복사가 팽창을 지배한다고 둔다. 초기 비대칭과 새로운 상태의 초기 점유수는 영이며, 후기 엔트로피에 의한 희석은 없다. 이는 선택한 기제 모형의 조건이다. 결과가 맞지 않는다고 나중에 바꾸면 다른 모형을 검증하는 셈이다.

중성미자 없는 이중 베타 붕괴를 독립적으로 탐색하는 것도 유용하다. 이를 관측하면 렙톤 수 위반을 검증할 수 있지만, 신호를 매개변수로 환산하려면 가능한 교환 기제와 원자핵 계산을 고려해야 한다. 무거운 중성미자를 포함하는 모형에서는 기여들이 서로 강화하거나 억제할 수 있다. 통합 연구는 이런 데이터와 초기 핵합성의 제약, 가속기 탐색이 필요한 바리온 수율을 낼 수 있는 영역을 어떻게 좁히는지 보여 준다. [51]

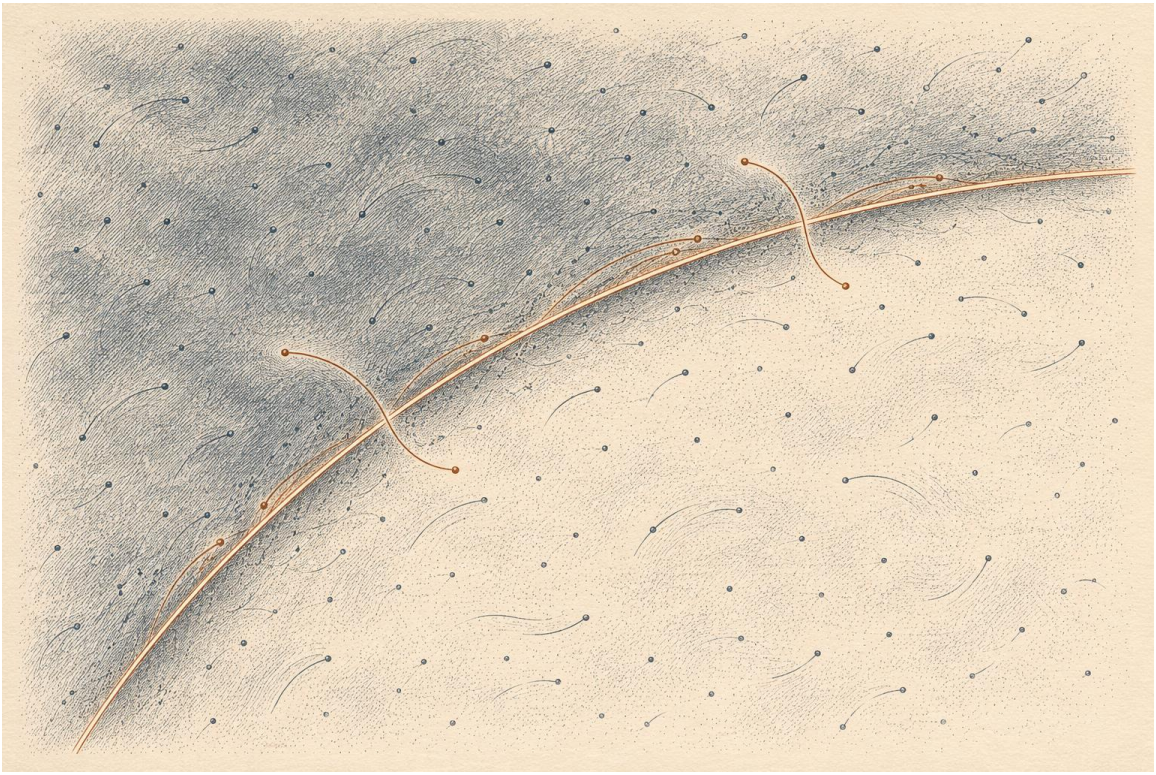
움직이는 경계의 물질

다른 경로는 비대칭을 전기약 상전이와 연결한다. 일차 상전이에서는 이전 상 안에 새로운 상의 거품이 생길 수 있다. 경계들은 플라스마를 지나며 입자의 성질과 상호작용 조건을 바꾼다. 공간적으로 불균일한 비평형 환경이 형성되며, 그 안에서 CP 위반의 물리적 원천이 전하를 재분배할 수 있다.

관측된 힉스 보손 질량을 가진 익숙한 표준모형에서는 전기약 상태 변화가 필요한 거품 구조 대신 매끄러운 전환을 이룬다. 따라서 이런 기제는 추가 물리를 가정한다. 격자 계산은 표준적인 경우의 스팔레론 과정 조건과 속도를 정하는 데 도움을 준다. 새로운 장을 더하면 그 결과를 검증 없이 옮겨서는 안 된다. [49]

구체적인 가설로 실수 스칼라 장 하나와, 그 장 및 힉스 장과 톱 쿼크 사이의 별도 CP 위반 상호작용을 추가할 수 있다. 스칼라 장만으로는 충분하지 않다. 입자와 반입자 사이의 차이를 만드는 원천을 명시해야 한다. 동일한 퍼텐셜에서 상 구조와 거품 생성 확률, 전이의 진행, 플라스마 가열을 구해야 한다. 그 뒤에야 움직이는 벽 근처의 전하 수송을 계산할 수 있다.

벽의 속도는 특히 중요하다. 느린 운동과 빠른 운동은 입자의 수송과 반응에 서로 다른 시간을 허용한다. 동시에 이 속도는 플라스마 운동과 가능한 중력 복사에도 영향을 준다. 물질 생성을 계산할 때와 보기 좋은 파동 스펙트럼을 만들 때 서로 다른 속도를 고르면 양립하지 않는 계산들의 모음이 된다. 모형에서는 동일한 물리적 벽을 사용하고 그 속도와 두께의 불확실성을 공유해야 한다.



판화 10. 두 상 사이를 움직이는 경계. 검토하는 모형의 확장에서 새로운 상의 거품 경계는 플라스마를 지나며 상호작용 조건을 바꾼다. 같은 벽이 전하의 전달과 환경의 운동에 참여한다. 가설의 설명용 그림이다. 거품 상전이에는 추가 물리가 필요하며 속도, 벽 두께, 비대칭의 크기는 함께 계산해야 한다.

이런 확장은 실험실에서 나타날 효과도 예측한다. 추가 스칼라 상태는 힉스의 성질을 바꾸거나 붕괴 과정에 나타날 수 있다. CP 위반의 원천은 전기 쌍극자 모멘트에 영향을 줄 수 있다. 엘리스와 공동연구자들이 조사한 싱글렛 모형에는 충분한 바리온 수율을 내면서도 그들의 예측상 중력파를 검출할 수 없는 영역이 존재한다. 따라서 중력파를 찾지 못했다고 해서 전기약 비대칭 생성 기제 전체를 배제할 수는 없다. [52]

스핀 방향의 영구 전기 쌍극자 모멘트는 입자 에너지가 전기장에 특정한 방식으로 의존하는 것으로 나타날 것이다. 분자 분광에서는 장의 방향과 장치의 다른 매개변수들을 통제하며 반전시켜, 이에 따른 주파수 이동을 찾는다. 다만 분자의 응답에는 여러 CP 위반

상호작용이 관여할 수 있다. 하나의 기여만 가정해 얻은 한계를 이들의 임의적인 조합에 자동으로 적용할 수는 없다. 여러 측정을 대조하면 기여들을 분리하고 비대칭의 공통 원천을 검증하는 데 도움이 된다. [53]

중력파로 무엇을 알 수 있는가

상전이 중 경계와 들뜬 플라스마의 운동은 확률적 중력파 배경을 만들 수 있다. 그 스펙트럼에는 원천의 전형적인 크기와 과정의 지속 시간 및 에너지에 관한 정보가 담긴다. 별에서 오는 빛과 달리, 이런 신호는 원자가 나타나기 훨씬 전 물질의 상태를 알려 줄 수 있다. 다만 그 신호로 하나의 고유한 역사를 복원하려면 물리적 모형이 충분히 정해져 있어야 한다.

간단한 계산으로 문제를 볼 수 있다. 발표된 음향원 보정식에 따르면, 팽창 시간에 대한 과정의 지속 시간이 다를 경우 약 100 GeV에서의 전이와 약 1000 GeV에서의 전이가 오늘날 같은 피크 주파수, 약 1,50 밀리헤르츠를 가질 수 있다. 여기서는 특정 스칼라 퍼텐셜의 해를 구한 것이 아니라 예시를 위해 매개변수를 골랐다. 계산은 주파수가 여러 양에 의존함을 보여 주며, 진폭과 검출 가능성은 구하지 않았다. [54]

그런 배경을 설득력 있게 검출하더라도 어느 부문이 만들었는지 밝혀야 한다. 숨은 물질의 전이도 비슷한 스펙트럼을 만들 수 있고, 바리온 생성에는 전혀 참여하지 않을 수도 있다. 연관성을 확립하려면 서로 일관되는 실험실 징후를 찾고 공통된 동역학에서 올바른 전하를 얻어야 한다. 봉우리가 미래 기기의 민감한 주파수 대역 안에 있다는 사실만으로는 원천도 검출 가능성도 알 수 없다.

보통 물질과 암흑물질의 밀도가 비슷한 차수라는 점도 공통 모형을 탐구할 동기가 된다. 비대칭 암흑물질 이론에서는 상호작용이 두 부문의 전하를 연결하고, 이후의 역사가 서로 다른 잔존 밀도로 이어질 수 있다. 그러나 질량 밀도의 비는 질량과 수적 비대칭, 후속 반응 모두에 달려 있다. 두 우주론적 수치가 가깝다는 사실만으로 공통 기원이 증명되지는 않는다. [55]

어떻게 검증할 것인가

중성미자 연구 프로그램은 공통 상호작용 행렬과 앞서 고정한 초기 조건을 갖는 두 새로운 상태를 검증한다. 가속기 데이터는 질량과 수명, 보통 렙톤과의 결합을 제약하고,

중성미자 측정과 이중 베타 붕괴는 다른 제약을 더한다. 이들을 모두 만족하는 허용 영역 전체에서 달성 가능한 바리온 초과량을 계산한다. 계산 오차를 고려해도 어떤 매개변수 집합에서도 올바른 부호의 관측값에 도달할 수 없으면 그 모형을 기각한다. 선택한 한 점이 실패했다는 사실만으로는 부족하다.

다음 계산에서는 발표된 양자 운동론의 기준 해를 재현하고, 근사의 영향을 평가하며, 아직 측정되지 않은 위상들을 탐색해야 한다. 이를 특정 검출기의 모형과 연결해야 한다. 수명은 검출에 민감한 부피 안에서 붕괴하는 입자 수를 정하고, 기하 구조와 문턱값은 어떤 붕괴 생성물을 기록할지 정한다. 모의 사건에 배경 붕괴를 함께 넣으면 우주론적으로 허용되는 영역 가운데 장치가 실제로 검증할 부분을 알 수 있다. 이처럼 해야 입자를 찾지 못했다는 결과에 명확한 물리적 의미가 생긴다.

거품 시나리오의 검증은 공통 퍼텐셜에서 시작한다. 전이가 실제로 완료되고 생성된 전하가 지워지지 않는지 확인해야 한다. 이어서 동일한 매개변수들이 거품 벽과 전하 수송, 새로운 입자의 성질, 쌍극자 모멘트, 파동 스펙트럼을 정한다. 서로 다른 관측이 서로 다른 값을 선호하는 경우에도 검증에서는 공통 매개변수 값을 유지해야 한다. 실험실 탐색에는 새로운 스칼라의 생성 및 붕괴 채널, 힉스 상호작용의 변화, 독립적인 대조 검증을 갖춘 분자 측정이 포함된다.

여기서 실패에는 여러 물리적 원인이 있을 수 있다. 전이가 일어나지 않거나, 비대칭이 너무 작거나, 후속 반응이 이를 없애거나, 필요한 영역이 실험실에서 이미 배제되었을 수 있다. 파동의 부재가 결정적인 것은 일관된 계산이 검출 가능한 신호를 예측하는 영역에서뿐이다. 신호 수준이 실제 잡음과 배경보다 낮다면 그 실험은 아직 해당 점을 검증하지 못한다. 성공적인 결과를 얻으면 대안적인 원천들의 스펙트럼 형태와 대조해야 한다.

이 연구 프로그램들을 위한 새로운 전체 운동론 계산이나 열적 계산은 앞으로 수행해야 한다. 그 결과는 필요한 바리온 초과량과 모든 독립적 측정을 함께 허용하는 공통 매개변수 영역이어야 한다. 그러면 물질의 먼 과거에 대한 설명을, 그 설명을 포기해야 할 실험실 조건과 연결할 수 있다.

제8장

가속하는 우주

서로 다른 시대에 빛을 방출한 천체들로 팽창의 역사를 복원할 수 있다. 적색편이와 거리를 측정한 뒤 그에 맞는 동역학을 찾는 것이다. 다른 방법은 여러 해 동안 한 광원의 적색편이 변화를 추적하는 것이다. 여기에는 극도로 안정적인 주파수 척도가 필요하다. 먼저 가속 팽창의 발견으로 이어진 첫 경로를 살펴보고, 그 물리적 원인을 어떤 독립적인 측정으로 검증할 수 있을지 물어보자.

이십세기 말에 먼 Ia형 초신성의 측정은 우주의 팽창이 가속되고 있다는 증거를 제공했다. 그들의 빛 곡선 특성이 고려된 후에, 초신성은 감속 물질만을 포함하는 고려중인 모델에서 예상보다 희미하게 나타났다. 그러므로 밝기, 거리, 적색편이 사이의 관계는 다른 우주의 역사를 가리킨다. 원래의 논문은 이미 먼지, 소스 진화, 선택 효과 및 교정을 포함한 대체 설명을 고려했다. [56]

오늘날의 과제는 가속 팽창 자체의 검출보다 더 깊다. 그 배후에 어떤 물리적 기술이 있는지 밝혀야 한다. '암흑에너지'라는 용어는 우주론적 동역학에 대한 해당 기여를 기술하는 여러 가능한 방식을 아우른다. 미지의 물질을 실험실에서 이미 포획하고 연구했다는 뜻은 아니다.

물리적 가설로서의 불변성

일반상대성이론에서 팽창은 에너지 밀도와 압력 모두에 의해 영향을 받습니다. 따라서 에너지의 양만 아는 것만으로는 충분하지 않습니다. 에너지 밀도 ε에 대한 압력 p의 비율인 w 파라미터를 도입하는 것이 편리합니다.

$$w = \frac{p}{\varepsilon}.$$

천천히 움직이는 물질의 압력은 에너지 밀도에 비해 작다. 복사에서는 압력이 양이며 상당하다. 압력이 충분히 음인 성분은 가속 팽창을 유지할 수 있다. 여기서 압력은 에너지 운동량 텐서의 성분을 뜻한다. 기체가 바깥 벽을 밀어낸다는 역학적 그림은 우주 전체에 적용할 수 없다.

우주상수 Λ는 특히 간결한 설명을 준다. 그 에너지 밀도는 팽창하면서 희박해지지 않고, 매개변수 w는 −1이다. 보통 물질과 암흑물질의 밀도가 줄어들면 일정한 이 기여의 상대적

중요성은 커진다. 이로써 은하마다 별도의 밀어내는 힘을 부여하지 않고도 시대들의 연속을 얻을 수 있다.

이런 성분의 밀도가 일정하다면 팽창하는 공이동 부피 안의 에너지는 증가한다. 이는 국소 보존 방정식과 모순되지 않는다. 보존 방정식은 압력의 일을 포함하며, 이 경우 압력은 음이기 때문이다. 우주 전체에 하나의 변하지 않는 총에너지가 있다는 개념에는 시공간 대칭에 대한 추가 조건이 필요하다. 고립계의 역학에서 그 개념을 자동으로 가져올 수는 없다. 따라서 용기를 키워도 물질의 양은 그대로라는 일상적인 그림으로 우주상수를 판단해서는 안 된다.

이 단순함에는 대가가 있다. 상수의 측정값이 그 기원을 설명해 주지는 않는다. 양자장과 근본 이론에 있을 수 있는 상수항들은 상태의 에너지 중 중력에 영향을 주는 부분에 기여한다. 그 총합이 왜 관측되는 작은 규모를 갖는지는 독립적인 이론 문제다. 알맞은 수를 우주론 방정식에 넣으면 동역학을 잘 기술할 수 있지만, 자연이 왜 그 수를 택했는지는 해결되지 않는다.

이 기술의 간단한 귀결을 검증할 수 있다. 별도로 보존되고 w가 일정한 성분의 밀도는 팽창에 따라 예측 가능한 방식으로 바뀐다. w=−1이면 밀도가 일정하고, 그 값에서 벗어나면 밀도가 변한다. 실제 거리는 누적된 팽창 역사에 달려 있다. 따라서 시간에 따라 변하는 w조차 초신성 하나에서 직접 읽어 낼 수는 없다. 다른 매개변수들과 함께 적분된 관측량으로부터 복원해야 한다.

w=−1 경계도 신중하게 해석해야 한다. 그보다 작은 값을 팬텀이라고 부른다. 일부 단순한 장 모형에서는 허용하기 어려운 운동항과 연결되지만, 관측으로 추정한 매개변수는 더 복잡한 계의 유효한 특성일 수 있다. 먼저 전체 밀도에서 무엇을 빼었는지, 선택한 모형이 어떤 상호작용을 제외했는지 밝혀야 한다.

변화의 징후는 얼마나 설득력 있는가

데이터 분석에서는 현재 값과 시간에 따른 변화를 따로 정하는 두 매개변수 형태를 자주 사용한다.

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a).$$

척도인자 a의 현재 값은 일로 정한다. 이 표현은 결과를 비교하기에 편리하지만 독립적인 장 이론은 아니다. 이런 곡선이 통계적으로 선호되더라도, 어떤 동역학이 그 곡선을 만들 수 있는지와 적용 범위가 어디까지인지의 문제는 남는다.

DESI는 수많은 은하와 퀘이사의 스펙트럼을 측정하여 물질의 대규모 분포를 복원한다. 이 분포의 음향 척도가 우주론적 자로 쓰인다. DR2 분석에서 거리 측정 자체는 평탄한 ΛCDM으로 잘 기술할 수 있다. 변화하는 암흑에너지에 대한 선호는 통합 분석에서 나타난다. DESI와 우주 배경복사를 결합하면 3,1표준편차였고, 서로 다른 초신성 데이터 집합을 더하면 2,8에서 4,2까지였다. 이 수치들은 앞서 명시한 두 매개변수 대안과 특정 데이터 집합들에 해당한다. [8]

후속 관측이 처음의 징후를 계속 강화해야 하는 것은 아니다. 라이먼-α 흡수선 숲의 추가 정보를 사용한 2026년 DESI 분석에서는 검토한 조합들의 유의성이 달라졌다. 이는 결과가 이용 가능한 관측량에 달려 있음을 보여 준다. 같은 관측 조사의 분석들을 결합할 때에는 공통 데이터를 고려해야 한다. 적절한 공분산 없이 상관된 정보를 다시 사용하면 확신을 인위적으로 높이게 된다. [57]

Dark Energy Survey 자체의 서로 다른 관측을 결합한 분석도 변화하는 암흑에너지를 검증한다. 2026년 연구에서는 우주 배경복사와 초신성의 포함 여부에 따라 유의성이 달라졌고, 초신성 교정을 수정하자 유의성도 변했다. 한편 초신성을 제외한 별도의 분석에서도 동적인 변화에 대한 완만한 선호가 남았다. 따라서 모든 결과를 하나의 측광 오차로 설명하는 것은 진화가 확립되었다고 선언하는 것만큼이나 시기상조다. [58]

제시된 표준편차 수는 특정 통계적 비교의 결과를 나타내며, 물리적 그림이 참일 확률은 아니다. 대안적 매개변수화와 계통 오차, 사전분포에 대한 견고성을 검증해야 한다. 특히 새로운 데이터에 대한 예측이 유용하다. 한 관측 조합으로 고른 모형이 다른 관측을 미리 예측해야 한다. 그러면 곡선에 더해진 유연성이 실제로 틀린 것으로 드러날 기회를 갖게 된다.

그려진 곡선 뒤의 장

스칼라장은 시공간의 각 점에 하나의 값으로 주어진다. 시간에 따른 변화는 운동에너지 밀도 K와 연결되며, 퍼텐셜 V는 장 자체의 값에 의존하는 에너지 밀도 부분을 정한다. 균일한 장을 통상적인 정준 형식으로 기술하면 다음과 같다.

$$\varepsilon_\varphi = K + V, \qquad p_\varphi = K - V.$$

장이 천천히 변하고 퍼텐셜의 기여가 우세하면 압력은 에너지 밀도의 음의 값에 가깝다. 장이 움직이면서 각 기여의 비율은 변할 수 있다. 팽창은 장의 변화 속도에 영향을 주고, 장의 에너지는 팽창에 영향을 준다. 두 역사를 함께 계산해야 한다.

이 식들에서 압력과 에너지 밀도의 합은 K의 두 배다. 정준 장에서는 K가 음이 아니므로 총에너지 밀도가 양일 때 w는 −1보다 작아지지 않는다. 이 경계를 넘는 곡선에는 다른 물리학이나 복원된 매개변수에 대한 다른 해석이 필요하다.

이 관계를 보기 위해 이 책의 예시 계산을 살펴보자. 적색편이 0,5 부근에서 최댓값 0,25를 갖고 변수 ln a에서 폭이 0,2인, 양의 종 모양 함수 1+w를 정한다. 현재의 물질 비율은 0,3, 장의 비율은 0,7로 둔다. 공간은 평탄하며, 현재부터 z=3까지의 후기 구간에서는 복사를 무시한다. 매개변수들은 직접 골랐으며 관측에 적합해 얻은 결과가 아니다.

종 모양의 분포는 경계 −1 위에 머문다. 이는 정준 장의 동역학을 보여 주는 예이며, 일부 DESI 데이터 조합이 선호하는 두 매개변수 기술과는 다르다. 이 특정 분포가 관측과 양립하는지는 앞으로 검증해야 한다.

주어진 함수로 장의 밀도와 변화 속도, 궤적을 따른 퍼텐셜을 복원할 수 있다. 이어서 얻은 퍼텐셜을 운동 방정식에 대입해 독립적으로 푼다. 두 역사가 일치하는지 확인하면 복원의 물리적 일관성을 검증할 수 있다. 방법 자체에는 알려진 선행 연구가 있다. [59]

이 예에서 독립적인 계산은 원래의 역사를 높은 수치 정확도로 재현한다. 퍼텐셜에는 최솟값이 있으며, 장은 약 적색편이 0,199에서 그 지점을 지난다. 현재 장은 이미 축적한 운동에너지를 쓰며 반대쪽 비탈을 올라가고 있다. 해 자체는 정준적인데도 계속 아래로 굴러 내려간다는 그림은 틀린다. 이는 편리한 비유도 방정식으로 확인해야 하는 이유를 보여 주는 간단한 예다.

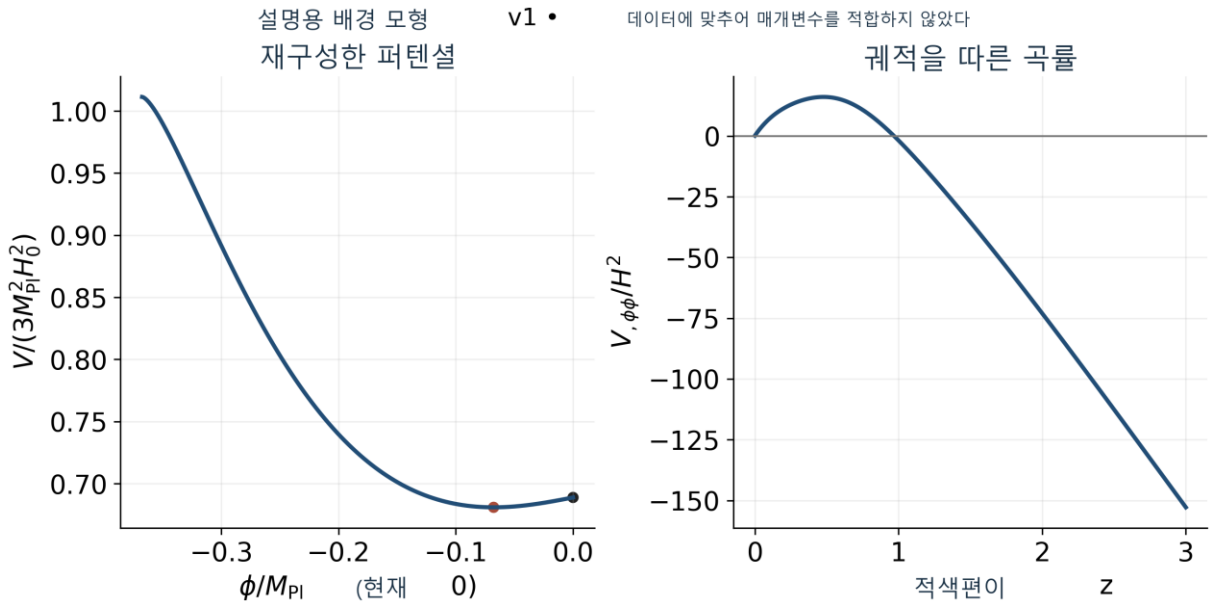


그림 3. 설명용 스칼라장 분포의 복원과 동역학의 독립적인 검증. 퍼텐셜의 최솟값은 궤적에서 이미 지난 구간에 있다. 그래프는 선택한 예시를 기술하며 여기서 관측 데이터와의 일치를 검증하지는 않았다.

조사한 근방에서는 균일한 초기 조건을 조금 바꾸면 후기 결과도 조금 바뀐다. 공간적 불균일성은 따로 검증해야 한다. 궤적 일부에서 퍼텐셜의 곡률은 음이다. 여기서 말하는 것은 공간의 곡률이 아니라 장 에너지 그래프의 형태다. 이는 섭동의 성장이나 감쇠에 영향을 주지만 부호만으로는 결론을 내릴 수 없다. 공간 기울기와 중력과의 결합을 고려해야 한다. 균일한 해의 정확성만으로는 이를 보장하지 못한다.

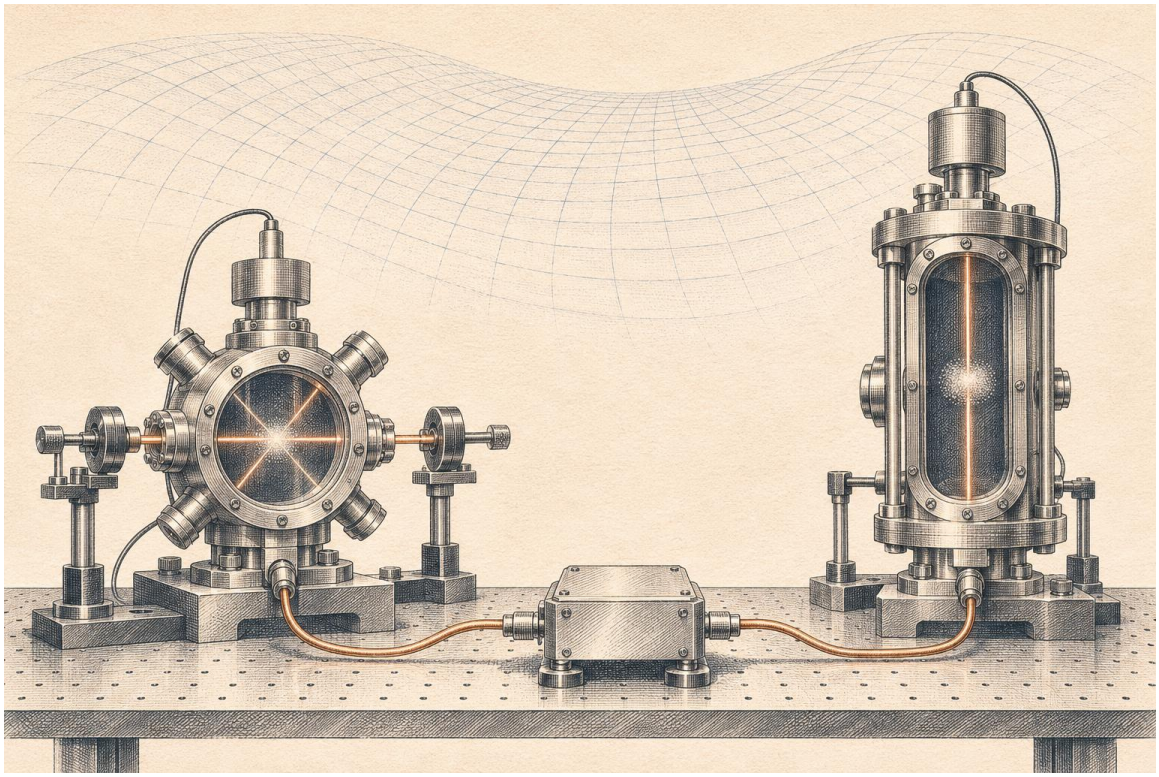
미래로 연장하는 데에도 한계가 있다. 같은 종 모양 함수를 무한히 외삽하면 장은 유한한 값에 접근하고, 퍼텐셜의 이계도함수는 절댓값이 한없이 커진다. 이계도함수의 연속성을 유지하면서 퍼텐셜을 이 점 너머로 연장할 수는 없다. 다만 그 점에는 무한한 시간이 지나야 도달하므로, 이 계산이 유한한 시간 안의 우주적 파국을 확립하는 것은 아니다. 선택한 분포에 물리적 근거를 갖춘 연장이 필요한 곳을 알려 준다.

원자시계에서 추가 차원으로

장이 전자기학과 결합하면 그 운동이 미세구조 상수 같은 상호작용의 무차원적 특성을 바꿀 수 있다. 그러면 우주론적 생각을 실험실에서 검증할 경로가 생긴다. 원자 전이마다 미시물리학의 매개변수에 대한 민감도가 다르므로, 시계를 비교하여 주파수의 상대적 변화를 찾을 수 있다.

그러나 측정은 보통 결합 세기와 장의 변화 속도의 곱을 제약한다. 주파수비가 거의 일정하다는 것은 움직임이 작거나 결합이 약하거나 둘이 함께 작용한 결과일 수 있다. 추가 가정 없이 둘을 분리할 수는 없다. 복원된 우주론적 궤적은 이 양들을 연결하는 데 도움이 되지만, 그 궤적 자체도 관측 제약을 통과해야 한다. 결론이 이런 가정에 어떻게 의존하는지는 미세구조 상수의 변화를 다룬 연구들에서 상세히 분석한다. [60]

같은 결합은 조성이 다른 물체들의 가속도 차이를 만들 수도 있다. 따라서 시계 측정에 등가원리 검증이 더해진다. 예측은 장이 원자의 구성 성분과 그 결합 에너지에 어떻게 상호작용하는지에 달려 있다. 매우 가벼운 장이 양자 보정에 대해 안정한지도 별도의 난제다. 우주론 그래프를 그리기에 편리한 법칙이라도 나머지 미시물리학과 양립해야 한다. [61] [62]



판화 11. 우주론적 장과 실험실 시계. 서로 다른 원자 전이를 비교하면 우주론적 가설을 실험실 측정과 연결할 수 있다. 장이 전자기 부문과 상호작용한다면 주파수비의 변화로 결합 세기와 장의 변화 속도의 조합을 제한할 수 있다. 기기 부분들은 개략적으로 그렸다. 판화는 시계의 설계를 정하지 않으며 이런 결합이 이미 발견되었다고 주장하지 않는다.

Dark Dimension 연구 방향에서는 기하학과의 연결이 나타난다. 추가 차원의 반지름이 스칼라 장과 함께 변하면서 암흑물질 상태들의 질량에 영향을 준다. 2026년 십일월에 발표된 논문은 이런 동역학을 다룬다. 이를 익숙한 성분들로 기술하기 위해 저자들은 전체

밀도에서 별도로 보존된다고 가정한 가상적인 물질을 빼고, 나머지를 유효 암흑에너지로 분류한다. 이때 빼는 물질의 정규화는 초기 시대에 정해진다. 장 자체의 운동에너지는 통상적인 형태인데도 나머지에 대응하는 w는 −1보다 작을 수 있다. 효과의 일부는 상호작용하는 성분들을 어떻게 나누기로 했는지에서 나오기 때문이다. [63]

여기서는 하나의 기하학적 기제가 팽창과 암흑물질의 성질을 연결한다. 이는 가설의 검증 가능한 장점이지만 추가 차원의 존재가 확립된 것은 아니다. 구조 성장을 예측하려면 상호작용하는 부문의 방정식이 필요하다. 별도로 보존되는 물질의 식을 적용할 수는 없다.

이십 년 동안의 변화를 측정하기

주어진 장의 역사에는 또 하나의 관측 가능한 귀결이 있다. 제3장에서 한 흡수체의 적색편이를 반복 측정하는 일을 다루었다. 이제 적색편이의 시간 변화를 계산하여 암흑에너지가 일정한 모형과 비교할 수 있다. 같은 가우스 분포와 H_0=70 km/s/Mpc, 현재 물질 비율 0,3을 쓰고 관측 간격은 이십 년으로 두자. 여기서 이십 년은 계산의 시간 척도다. 실제 실험의 기간에는 별도의 근거가 필요하다.

적색편이 z=0,5에서 우주상수 모형은 +5,48 cm/s에 해당하는 스펙트럼 이동을, 선택한 장은 +4,00 cm/s의 이동을 준다. 최대 차이는 z≈0,78에서 약 1,82 cm/s다. z=3에서는 두 모형 모두 음의 이동을 주고 차이는 약 0,37 cm/s로 줄어든다. 부호는 적색편이의 변화를 속도 단위로 환산한 값에 대한 것이다. 식과 나머지 값들은 부록에 제시한다.

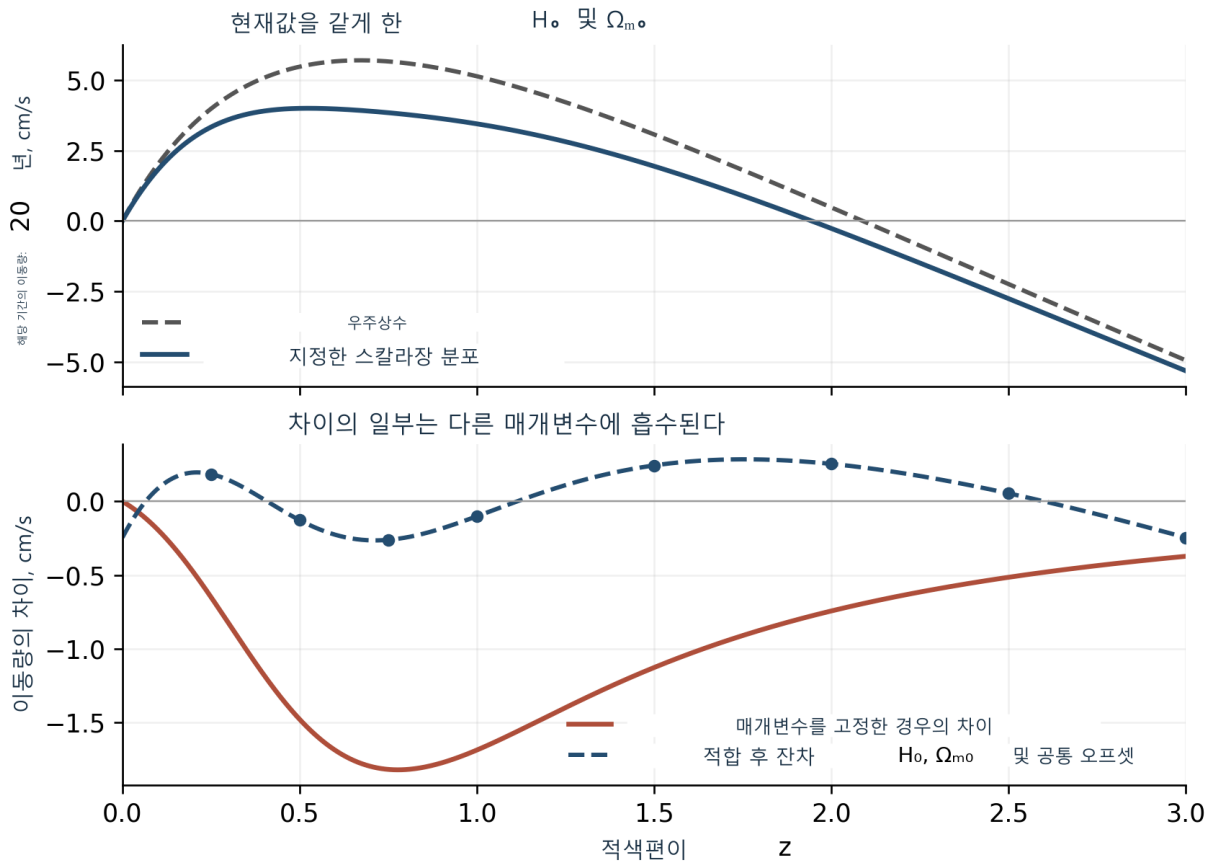


그림 4. 주어진 스칼라장 분포와 우주상수에서 이십 년 동안의 적색편이 시간 변화. 위에서는 H_0=70 km/s/Mpc와 Ω_{m0}=0,3을 같게 두었다. 아래에는 원래의 차이와 우주상수 모형에서 H_0, Ω_{m0} 및 공통 교정 오프셋을 적합한 뒤의 잔차를 나타냈다. 점들은 적합에 쓴 여덟 개의 가상 적색편이다. 이는 두 모형의 계산이다. 관측 데이터나 특정 기기의 정확도 예측을 나타내는 그림이 아니다.

그러나 매개변수를 고정한 비교는 이 관측 경로 자체의 구별 능력을 과대평가한다. 우주상수 모형이 H_0와 물질 비율을 바꾸도록 허용해 보자. 예시로 정한 여덟 적색편이에서 그 곡선은 스칼라장 모형의 곡선에 가까워져, 잔차가 모두 0,3 cm/s보다 작아진다. 이때 필요한 H_0는 약 57,1 km/s/Mpc다. 이 값이 실제 우주와 양립한다고 주장하는 것은 아니다. 독립적인 관측은 이 맞춤에 전혀 포함하지 않았다. 이 예는 두 기제를 구별할 수 있는지 평가하기 전에 어떤 매개변수를 다른 측정으로 제약해야 하는지 보여 준다.

이용 가능한 스펙트럼선도 고려해야 한다. 매개변수를 고정한 두 모형의 차이는 비교적 작은 적색편이에서 가장 크다. 지상에서 수행하는 라이먼-α 흡수선 숲의 광학 관측은 자외선이 이미 관측 가능한 대역으로 이동한 더 먼 흡수체를 대상으로 한다. 따라서 제안한 격자가 분광기 하나의 능력을 나타내지는 않는다. 광학 및 전파 관측의 감도를 따로

계산하고, 공통 교정과 개별 교정을 고려했을 때 둘의 결합이 무엇을 주는지 검증해야 한다. [14] [13]

다음 단계는 계산 자체가 정해 준다. 예시적인 오차를 실제 관측 모형으로 대체하고 우주론 매개변수에 대한 독립적 제약을 추가하는 것이다. 여기서는 관측 가능한 과거에서 서로 다른 팽창 역사를 비교한다. 제20장에서는 더 엄격한 난점이 나온다. 주어진 근사에서 과거는 정확히 일치하면서 미래의 연장은 서로 다른 경우다. 이 시간 변화의 예만으로는 그 난점이 해소되지 않는다.

어떻게 검증할 것인가

특정 장 모형에서 시작하자. 작용과 결합, 적용 범위를 정하고 팽창과 공간 섭동을 계산한다. 초신성과 음향 척도는 거리를 제약한다. 물질의 밀집 영역으로 떨어지는 은하에는 고유 속도가 더해져 적색편이 공간의 분포가 왜곡된다. 이 효과는 약한 렌즈 효과와 함께 구조 성장을 검증한다. 초기 관측으로 초기 진폭을 제약하고 모형의 연장도 이에 맞춘다. 그다음에는 채널마다 새로 정규화하지 않고 동일한 초기 섭동과 물질 매개변수를 모든 후기 채널에 사용한다.

이 초기 제약을 고려하여 기하학적 측정에서 매개변수의 허용 영역을 구하고, 미리 따로 남겨 둔 표본의 성장을 예측한다. 적색편이 오차와 은하의 고유 정렬, 보통 물질의 영향, 중성미자 질량을 고려한다. 검증한 불확실성 안에서도 거리에 맞는 영역이 성장을 재현하지 못하면 모형을 기각한다. 중력의 자유로운 변화를 추가한다면 새로운 가설이 된다.

우주상수와 선택한 장에 대한 모의 목록들이 필요한 정확도를 정해 줄 것이다. 여기에 천체 선별과 잡음, 공통 계통 오프셋을 재현한 다음 실제 데이터에 쓰는 분석 절차를 적용한다. 허용할 오검출률을 미리 정하고 어떤 장 매개변수를 상수 모형과 구별할 수 있는지 계산한다. 결과는 아직 구별하지 못하는 모형들도 포함하는 감도 지도다.

장과 전자기 매개변수의 결합을 도출하면 원자시계가 독립적인 관측 경로를 더한다. 민감도가 다른 여러 전이를 비교하고 외부 장을 통제하며 자유낙하의 보편성 실험과 결과를 대조한다. 주파수 변화가 영이면 장의 변화 속도와 결합의 조합을 제약한다. 달성한 한계를 넘는 변화를 예측하는 모형을 배제한다. 보통 물질과 거의 결합하지 않는 장은 우주론적 검증으로만 접근할 수 있을 수도 있다.

추가 차원의 경우 공통된 반지름과 스펙트럼, 결합이 우주론과 짧은 거리의 실험실 힘, 천체물리학적 에너지 수송을 동시에 정해야 한다. 첫 단계는 완결된 구현 하나를 섭동까지 포함해 독립적으로 재현하는 것이다. 측정 및 이론 오차를 고려해도 공통 허용 영역이 없다면 그 특정 구현이 배제된다.

다음 연구 결과는 계산한 동역학을 관측과 연결하고, 어떤 매개변수들이 거리와 성장, 이용 가능한 실험실 측정의 검증을 모두 통과하는지 보여 주어야 한다. 수행한 복원은 이 작업의 출발 자료다. 관측과 양립할 수 있는지는 아직 확립되지 않았다.

제9장

빈 공간의 무게는 얼마인가

공기와 빛, 열복사, 잔류 입자들을 차례로 제거하는 실험실을 상상해 보자. 기기들은 더 차가워지고 압력은 내려가지만, '무엇이 남았는가?'라는 질문의 답을 '아무것도 없다'로 끝낼 수는 없다. 물리적 기술에는 장과 그 상호작용, 가능한 상태들이 남는다. 진공은 계의 상태를 가리키며 법칙과 계 자체의 부재를 뜻하지 않는다. 따라서 진공의 중력에 관한 질문은 절대적인 무에서 세계가 생겨났다는 어떤 논의보다도 앞선다.

이 장의 제목은 의도적으로 일상적인 무게 재기를 떠올리게 한다. 그러나 우주론자는 빈 공간을 저울에 올리지 않는다. 장의 상태가 기하학 방정식에 어떻게 기여하는지, 물리학의 다른 성과들을 보존하면서 그 크기를 설명할 수 있는지 묻는다. 후기의 가속 팽창은 이 질문을 관측의 문제로 만든다. 하지만 팽창을 완벽하게 복원하더라도 측정한 효과 중 어느 부분이 진공에서, 어느 부분이 새로운 장이나 중력 법칙의 변화에서 오는지는 곧바로 알 수 없다.

여기에는 서로 다른 두 난점이 숨어 있다. 첫째, 방정식이 허용하는 상수 기여는 왜 입자물리학의 여러 척도에 비해 그렇게 작은가? 둘째, 계산을 정밀하게 해도 왜 그 작은 값이 유지되어야 하는가? 숫자는 한 번 고를 수 있다. 설명은 새로운 보정이 등장해도 견뎌야 한다. 수치를 잘 맞추는 것과 안정적인 기제 사이에 이 문제의 중요한 연구 최전선이 놓여 있다.

영점이 물리적 의미를 갖는 이유

통상적인 역학에서는 퍼텐셜 에너지에 상수를 더할 수 있다. 힘은 위치에 따른 에너지의 변화에 달려 있으므로 입자의 궤적은 그대로다. 층 사이의 높이 차이를 바꾸지 않고 높이의 영점을 바꿀 수 있는 것과 같다. 이런 자유는 진공 에너지를 영이라고 선언하면 문제가 사라진다는 잘못된 답을 떠올리게 하곤 한다. 중력 이론에서는 에너지 밀도에 상수를 더할 때 작용을 더 자세히 살펴봐야 한다.

어떤 진공을 말하는지도 명확히 해야 한다. 기하학이 변할 때에는 장의 상태를 선택하는 데 추가 조건이 필요할 수 있으며, 그 에너지 운동량 텐서가 상수항만으로 이루어질 필요는 없다. 따라서 아래에서는 먼저 작용의 상수 부분만을 분리한다. 양자장의 모든 에너지를

우주상수로 간주하지 않으면서 명확한 문제를 설정할 수 있다. 동적 들뜸과 열적 기여, 기하학에 의존하는 편극은 각각의 계산이 필요하다.

계량의 부호를 −+++로 정하고 빛의 속도가 일인 단위를 쓰자. 물질 작용의 상수항은 에너지 밀도에 마이너스를 붙이고 사차원 부피 요소를 곱한 형태로 쓴다. 부피 요소는 계량에 의존한다. 따라서 공간적으로 균일한 추가항도 기하학에 대한 작용의 변분에 기여한다. 여기서 에너지 운동량 텐서와 상태방정식을 직접 얻는다.

$$T^{\mathrm{vac}}_{\mu\nu} = -\rho_{\mathrm{vac}} g_{\mu\nu}, \qquad p_{\mathrm{vac}} = -\rho_{\mathrm{vac}}.$$

여기서 음의 압력이란 빈 공간이 특이한 분자로 이루어진 보이지 않는 기체로 채워져 있다는 뜻이 아니다. 부피 변화에 대한 에너지의 응답을 나타낸다. 균일한 밀도가 일정하게 유지되면 선택한 팽창하는 공이동 부피 안의 에너지는 부피 자체에 비례해 늘어난다. 국소 보존 법칙에서 이런 거동은 압력의 일과 일치한다. 조건을 명확히 하지 않고 정지한 실험실 상자의 에너지 보존 법칙을 팽창하는 우주 전체에 옮겨서는 안 된다.

가장 간단한 경우를 생각하자. 다른 원천은 없고 중력은 일반상대성이론으로 기술하며, 모든 상수 기여를 하나의 물리적 밀도 ρΛ에 모았다고 하자. 환산 플랑크 질량을 M_{Pl}로 표기하여 $M_{\mathrm{Pl}}^2 = 1/(8\pi G)$로 둔다. 아인슈타인 방정식의 대각합을 취하면 다음을 얻는다.

$$M_{\mathrm{Pl}}^2 G_{\mu\nu} = -\rho_\Lambda g_{\mu\nu} \quad \Longrightarrow \quad R = \frac{4\rho_\Lambda}{M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

이는 간단한 유도이지 새로운 중력 공식이 아니다. 높이의 영점이라는 역학적 유비가 어디서 성립하지 않는지 보여 준다. 일정한 밀도가 곡률을 정하기 때문이다. 물질과 불균일성이 있으면 수 R 하나만으로 시공간을 기술하기에 부족하지만, 상수 원천이 방정식에서 사라지지는 않는다. 이를 우변에서 좌변으로 옮겨 우주상수라고 부를 수 있다. 이런 이동은 표기만 바꿀 뿐 물리적 내용은 바꾸지 않는다.

이제 관측과 더 잘 맞추기 위해 이 상수를 임의의 시간 함수로 바꾸고 싶다고 하자. 그러면 추가 조건이 생긴다. 방정식의 기하학적 부분이 비앙키 항등식을 만족하므로 전체 원천은 공변적으로 보존되어야 한다. 통상적인 물질이 별도로 보존된다면, 변하는 '상수'를 단순히 대입하는 것으로는 일관성을 유지할 수 없다. 장이나 에너지 교환, 또는 이론의 다른 변화를 명시적으로 도입해야 한다. 그래프에서 곡선을 유연하게 만들었다는 사실만으로 그런 변화가 정의되지는 않는다.

측정량에 정확히 무엇을 더하는가

양자 계산에서는 중간에 쓰는 양과 관측 결과를 구별해야 한다. 적분에서 무한대가 나타나거나 도입한 에너지 절단값에 강하게 의존할 수 있다. 그렇다고 계산에서 나온 아무 거대한 수나 우주론에 대입해도 되는 것은 아니다. 작용의 매개변수와 장의 기여는 일관된 재규격화 절차 안에서 정해진다. 관측이 다루는 것은 각 항을 따로 떼어 놓은 값이 아니라 그 유한한 합이다.

μ를 재규격화 척도로 나타내는 다음의 개략적인 표기가 편리하다.

$$\rho_{\Lambda,\mathrm{phys}} = \rho_{\Lambda,\mathrm{ren}}(\mu) + \rho_{\mathrm{fields}}(\mu), \qquad \frac{d\rho_{\Lambda,\mathrm{phys}}}{d\ln\mu} = 0.$$

마지막 등식은 일관된 전체 계산에 해당한다. 급수를 잘라 근사하면 더 높은 차수의 의존성이 남는다. μ를 바꾸는 것은 항들 사이에 결과를 나누는 방식을 바꾸는 일이다. 시간이 지나 진공 밀도가 물리적으로 변하는 것이 아니다. 척도에 따라 흐르는 매개변수를 암흑에너지의 진화가 자동으로 예측된 것과 동일시해서는 안 된다. 그런 진화에는 별도의 동역학적 근거가 필요하다.

구체적인 양자 기여 하나를 살펴보자. 질량 제곱 m^2가 양인 실수 스칼라 장 하나에 대해, 평탄한 배경과 수정 최소 뺄셈 방식을 사용하면 유효 퍼텐셜의 한 고리 항은 아래와 같다. 이 표준 식은 양자 계산에서 나온다. 예를 들어 스티븐 마틴의 연구에 일반화된 설명이 제시되어 있다. [64]

$$\Delta V_1 = \frac{m^4}{64\pi^2}\left[\ln\!\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right) - \frac{3}{2}\right].$$

여기서 중요한 것은 m^4라는 척도와, 보정을 작용의 매개변수들과 일관되게 맞추어야 한다는 점이다. 다른 장이나 방식에서는 계수가 다를 수 있고, 페르미온의 기여에는 고유한 구조가 있으며, 휘어진 공간에는 추가 기하학적 항들이 나타난다. 따라서 이 한 줄이 우주 전체 진공 에너지의 수치 예측은 아니다. 무거운 부문을 추가하면 작은 최종 값이 유지되는 조건이 달라질 수 있는 이유를 보여 준다.

이 문제는 종종 불일치를 나타내는 거대한 수 하나로 설명된다. 그 수는 선택한 척도와 추정 방식에 달려 있다. 논증에서 더 중요한 것은 다른 데 있다. 한 수준에서 이론을 맞춘 뒤, 다음의 물리적으로 허용되는 기여 때문에 극도로 정밀한 상쇄를 새로 조정해야 해서는

안 된다는 것이다. 가능한 최대 절단값을 쓴 거친 추정을 버리더라도 알려진 질량 문턱에 대한 민감성 문제는 여전히 의미가 있다.

가상의 산술 예로 논리를 볼 수 있다. 백만 정도인 두 기여의 차이가 일 정도가 되어야 한다고 하자. 수를 맞추기는 쉽다. 그러나 독립적인 정밀화로 한 기여가 천만큼 바뀌면 결과는 더 이상 작지 않다. 작은 값의 설명은 왜 다른 기여도 바뀌는지, 또는 왜 새 항이 측정되는 합에 아예 들어가지 않는지 알려 주어야 한다. 수를 거듭 조정하는 것 자체에는 그런 설명이 없다.

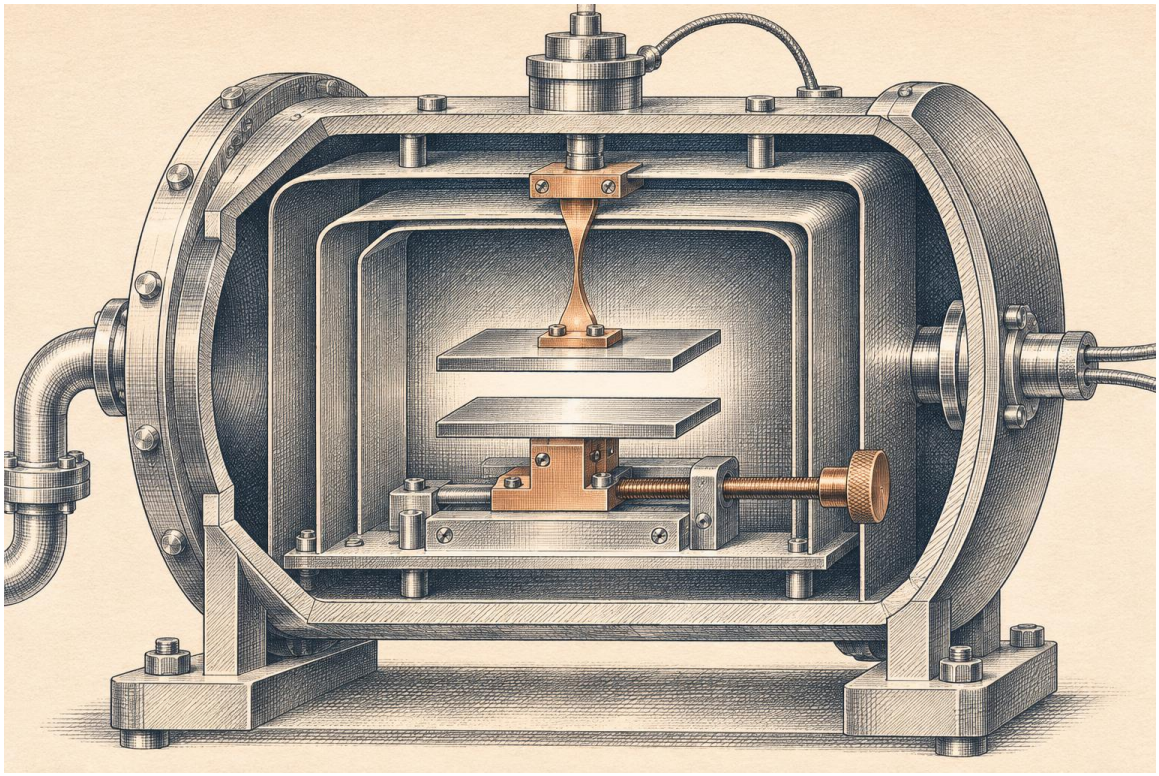
여기서 모형 비교에 유용한 규칙이 나온다. 좋은 결과를 얻도록 허용한 자유 매개변수의 수뿐 아니라, 매개변수들 사이의 어떤 관계가 필수적인지도 물어야 한다. 상쇄가 대칭이나 제약에서 나온다면 정밀한 계산도 명시한 영역에서 그 관계를 유지해야 한다. 두 수가 독립적이라면 높은 정확도로 일치해야 한다는 요구는 추가 조건으로 남는다. 작은 매개변수가 있다고 그 작음을 설명하는 기제가 있는 것은 아니다.

시간에 대한 별도 질문도 있다. 왜 일정한 성분의 밀도와 팽창하며 희박해지는 물질의 밀도가 어떤 시대에는 비슷해지는가? 안정적으로 작은 상수를 설명해도 이 질문에 자동으로 답하는 것은 아니다. 반대로 가속 팽창의 시작을 우주 조성의 변화와 연결하는 모형도 진공 보정에 대한 자신의 민감성을 설명해야 한다. 과제를 나누면 모든 문제의 즉각적인 해결을 요구하거나 추가적인 성공을 슬쩍 인정하지 않으면서 이론의 기여를 평가할 수 있다.

실험실의 빈 공간이 말해 주는 것

진공에는 측정 가능한 현상이 있지만 실험마다 관측량이 다르다. 물질 표면들 사이의 힘은 표면의 성질과 거리에 달려 있다. 로버트 재피는 카시미르 효과를 분석하면서 영점 에너지의 절대 합에 의존하지 않고 전하와 전류의 상호작용으로 기술할 수 있음을 보였다. 따라서 측정한 힘 자체가 균일한 우주론적 진공의 중력 작용을 정해 주지는 않는다. [65]

이 차이를 실험자에게 주는 과제로 표현하면 유용하다. 판을 옮길 때 힘의 변화를 측정하는 장치라면, 결과를 그 변위에 대한 장치 전체 에너지의 미분과 비교해야 한다. 장치의 중력 질량 변화를 측정하려 한다면 판과 응력, 고정 장치, 열적 조건, 수행한 일의 원천을 고려해야 한다. 불편한 계의 일부를 말로만 빼 버릴 수는 없다. 그러면 서로 다른 물리적 대상을 비교하면서 그 차이를 '빈 공간의 무게'라고 부르게 된다.



판화 12. 전체 장치 안의 빈 공간. 표면 사이 거리를 바꾸어 전체 물리 장치의 응답을 측정한다. 그 중력 질량을 물을 때에는 지지 구조, 응력, 열, 수행한 일도 중요하다. 판과 챔버는 개략적으로 표시했다. 표면 사이에서 측정한 힘만으로 균일한 우주론적 진공의 중력 기여가 정해지지는 않는다.

그렇다고 실험실 연구가 쓸모없어지는 것은 아니다. 결합된 계의 총에너지가 중력에 어떻게 기여하는지에 대한 구체적 예측을 검증할 수 있다. 다만 그런 결과에서 우주상수로 가는 길에는 명시적인 이론이 필요하다. 경계 조건을 국소적으로 바꾸는 것과 시공간 전체의 작용에 균일한 항을 더하는 것은 다른 조작이다. 이들을 구별하면 하나의 결정적 실험이 모든 것을 해결하리라는 잘못된 약속으로부터 연구 프로그램을 지킬 수 있다.

기제는 정밀한 검토도 견뎌야 한다

상수 대신 천천히 변하는 스칼라장을 도입했다고 하자. 적절한 팽창을 얻도록 퍼텐셜을 고를 수 있다. 하지만 그 퍼텐셜에는 여전히 상수를 더할 수 있고, 장의 상호작용은 보정항을 만든다. 따라서 암흑에너지의 동역학을 설명하는 일과 그 절대적 수준의 안정성을 설명하는 일은 서로 연결된 두 과제다. 앞의 과제를 풀었다고 뒤의 과제도 자동으로 풀린 것으로 보아서는 안 된다.

근사 대칭은 허용 가능한 보정들을 제한할 수 있다. 예컨대 장의 값을 일정하게 이동해도 작용이 거의 변하지 않는다면, 어떤 퍼텐셜 형태는 임의의 형태보다 더 잘 보호된다. 하지만 '대칭'이라는 말로 계산이 끝나지는 않는다. 어떤 상호작용이 대칭을 깨는지, 해당 매개변수가 얼마나 큰지, 물질과 중력을 포함하면 어떤 보정이 생기는지 명시해야 한다. 계산 보조 도구는 여기서 놓친 허용 연산자들을 찾는 데 도움이 될 수 있다. 그 영향을 검증한 뒤에야 기제가 안정적이라고 선언할 수 있다.

네마냐 칼로퍼와 안토니오 파디야는 구체적인 연구 경로 하나를 제안했다. 최초의 전역적 격리 구성에서는 추가 변수들이 제약을 도입하여 물질 고리의 일정한 진공 기여가 중력 방정식에서 상쇄되게 한다. 주장의 범위가 중요하다. 중력자 고리 문제 전체를 해결한 것이 아니라 보호되는 물질 부문에 관한 주장이다. 원래 구성에는 유한한 사차원 부피를 포함하는 전역 조건들이 있다. 이는 기존 상수를 새 이름으로 부르는 것이 아니라 이론 구조를 크게 바꾸는 일이다. [66]

뒤이은 국소적 정식화에서 칼로퍼, 파디야와 공동연구자들은 추가 장과 사차 미분형식 장세기를 사용했다. 몇몇 양이 일정하다는 성질은 국소 방정식의 결과가 된다. 이 정식화에서는 사차원 부피가 유한해야 한다는 요구가 사라지며, 남는 상수 기여에는 적분상수가 포함된다. 저자들은 자신들이 고려한 물질의 진공 보정에 대한 안정성을 얻지만, 최종 잔여값은 측정해야 한다. 여기서는 안정성을 예측하는 것과 특정한 관측값을 예측하는 것을 구별해야 한다. [67]

이 예들은 기제가 옳다고 받아들일 준비가 되지 않은 독자에게도 유용하다. 엄격한 질문을 던지기 때문이다. 보통의 들뜸이 만드는 중력은 보존하면서도 균일한 에너지 이동이 관측되는 기하학을 망가뜨리지 않게 하려면, 방정식에서 정확히 무엇을 바꾸어야 하는가? 우변에서 모든 에너지를 없애면 행성 운동의 설명도 사라진다. 미리 고른 상수 하나만 상쇄하면 다음 보정의 문제가 남는다. 성공적인 구성은 이 두 극단 사이를 지나야 한다.

어떻게 검증할 것인가

새 망원경이 등장하기 전에도 수행할 수 있는 공개 계산 과제에서 시작하자고 제안한다. 완전히 명시한 작용과 물질 부문, 재규격화 절차, 경계 또는 전역 조건들을 고른다. 이어서 원래의 경우와 물질 라그랑지언에 상수 기여를 추가한 경우라는 두 일관된 사례를

계산한다. 매개변수 대응 규칙은 미리 고정한다. 그렇지 않으면 우주상수 항을 수동으로 다시 조정하여 어떤 기제에서도 원하는 답을 재현할 수 있다.

앞서 살펴본 일반상대성이론의 간단한 진공 예에서는 나머지 매개변수를 고정하면 곡률 변화가 $4\Delta\rho/M_{Pl}^2$다. 대안적인 구성에서는 제약까지 포함하여 해당 응답을 독립적으로 유도해야 한다. 상수 기여가 상쇄된다면 다음 단계는 허용된 상호작용을 추가하고 적어도 첫 번째 비자명한 양자 보정을 계산하는 것이다. 작용의 한 줄에서 특정 기호가 사라졌다는 사실만이 아니라 측정되는 양에서의 상쇄를 보여 주어야 한다.

이런 이동은 이론을 진단하는 수단이지 실험실 진공을 순간적으로 바꾸라는 지시가 아니다. 실제 상전이는 훨씬 복잡하다. 물질의 상태와 에너지 분포, 온도가 바뀌고 유효 자유도 수도 바뀔 수 있다. 우주론적으로 검증하려면 에너지 교환 법칙을 보존하면서 전이를 하나의 역사에 넣어야 한다. 프리드만 방정식의 상수만 바꾸고 에너지 차이가 어디로 갔는지 무시해서는 안 된다.

다음 단계는 배경과 섭동을 연결하는 것이다. 모형은 $H(z)$뿐 아니라 불균일성의 성장과 빛의 전파, 자신이 바꾸는 중력 섭동의 성질도 예측해야 한다. 해의 존재와 허용할 수 없는 빠른 불안정성의 부재, 근사의 적용 범위를 검증한다. 팽창 곡선 하나가 일치한다고 추가 자유도의 운동에너지 부호가 잘못된 점을 보완할 수는 없다.

그 뒤에야 관측 예측을 만들 의미가 있다. 공통 매개변수와 계통 오차를 사용해 예측한 거리와 구조 성장을 함께 비교한다. 기제가 초기 팽창을 상당히 바꾼다면 원시 핵합성을 포함한 뜨거운 우주 역사의 제약을 더한다. 상수 기여에만 작용하고 익숙한 동역학을 그대로 둔다면, 어떤 데이터가 그것을 선택한 우주상수를 갖는 일반상대성이론과 구별할 수 있는지 명확히 밝혀야 한다.

접근 가능한 영역에서 두 구성이 관측적으로 동등하다고 밝혀질 수도 있다. 이는 의미 있는 부정적 결과다. 기존 측정을 내부 기제의 확인인 것처럼 제시해서는 안 된다는 뜻이다. 그러면 연구 프로그램은 수학적 일관성 검증과 실제로 모형들을 구별하는 새 효과의 탐색으로 나뉜다. 그런 효과는 이미 정한 구성에서 나와야 한다. 편리한 기기에 맞추어 임의의 신호를 특별히 추가하는 것은 원래 생각의 검증이 아니다.

여기서 AI와 협업하기에 적합한 구체적인 형식이 있다. 연구자는 작용과 통제된 근사를 정하고, 시스템은 자동으로 방정식을 도출하며 차원을 검산하고 독립적인 계산 방법을 비교하여 실패 지도를 만든다. 사람은 관측량의 선택, 상쇄 조건, 근사의 허용 가능성을

검토한다. 유용한 성과는 메커니즘이 섭동을 견디는 경우와 무너지는 경우를 재현할 수 있는 사례 묶음이다. 이런 검증 없이 비슷한 퍼텐셜을 백 개 생성해도 답에 거의 다가가지 못한다.

실제로 이런 사례 묶음은 작게 시작할 수 있다. 질량을 갖는 자유장 하나와 선택한 정칙화 하나, 우주론적 해의 한 계열이면 충분하다. 이어서 상호작용 하나를, 그 뒤에는 두 번째 질량 문턱을 추가한다. 단계마다 중간 표현과 독립적인 유도와의 비교를 남긴다. 순차적으로 확장하면 구현 오류와 물리적 기제의 실패를 혼동하지 않을 수 있다. 발견한 불일치에는 다른 연구진이 재현할 수 있는 최소 예가 따라야 한다.

가장 어려운 것은 기제가 시공간 역사 전체의 조건에 의존하는 경우다. 짧은 구간의 국소 해를 제시하는 것만으로는 부족하다. 원래의 제약을 만족하는 연장이 가능한지, 결론이 그 연장에 얼마나 민감한지 확인해야 한다. 서로 다른 허용 연장들이 오늘날 동일한 관측량을 준다면 그 모호성도 결과에 포함해야 한다. 이는 진공 문제를 유한한 관측 영역에서 추론할 수 있는 한계의 문제와 연결한다.

반증 기준을 미리 써 두어야 한다. 주장한 기제의 경우 상쇄되지 않는 허용 양자 기여나 필요한 영역에서 피할 수 없는 빠른 불안정성, 하나의 매개변수 집합으로는 관련 관측량들을 함께 설명할 수 없다는 점이 기준이 될 수 있다. 이런 결과는 각각 특정 구성과 그 주장 범위를 반박한다. 미래의 모든 진공 이론이 불가능하다고 증명하는 것은 아니다. 이 장은 연구의 순서를 제안한다. 새로운 격리 모형이나 그 데이터 적합성을 여기서 계산하지는 않았다.

빈 공간의 무게 문제는 우주론과 양자이론의 구조를 특히 엄격하게 연결한다. 오늘날 우주가 왜 가속 팽창하는지 설명하는 것만으로는 부족하다. 미시적 세계에서 알아내는 사실들과 우주의 대규모 기하학이 왜 계속 양립하는지 이해해야 한다. 따라서 작은 상수 기여는 표의 마지막 적합 수치가 아니라, 에너지와 시공간을 연결하는 빠진 규칙을 찾을 수 있는 곳이 된다.

제10장

측정들은 어디에서 어긋나는가

측정 사이의 모순은 일치보다 더 많은 관심을 끈다. 아직 방정식에 없는 물리학을 불일치가 가리킬 수 있다는 점에서 이해할 만하다. 그러나 관측들이 직접 논쟁하는 것은 아니다. 기록된 빛에서 우주론 매개변수까지는 교정과 보정, 모형의 관계식들로 이루어진 사슬이 있다. 불일치의 의미를 이해하려면 두 경로가 어느 고리에서 어긋나는지 알아야 한다.

같은 땅을 재는 두 측량팀을 상상해 보자. 한 팀은 자와 직접 비교해 길이를 구하고, 다른 팀은 삼각형의 각도로 계산한다. 불일치는 잘못된 자나 각도 오차, 평탄한 표면이라는 가정의 부적절함을 뜻할 수 있다. 우주론에서는 팽창과 구조 성장의 역사가 표면 역할을 한다. 여러 경로가 존재하기 때문에 이런 가정들을 검증할 수 있다.

이 책에서 다룬 연구 상황으로는 모든 우주론적 긴장을 하나의 보편적 고장으로 환원할 수 없다. 허블 상수와 불균일성의 진폭, 초기 은하는 관측량과 주요 불확실성이 서로 다르다. 하나의 새 이론으로 연결할 수 있다면 가치가 크겠지만, 먼저 각 연결이 정량적인 예측이 되어야 한다.

현재의 팽창에 이르는 두 경로

H_0는 현재의 상대적 팽창률을 나타낸다. 가까운 은하에서는 전체 흐름에 대한 은하의 고유 운동을 고려하며 거리와 적색편이를 대조한다. 거리는 적용 범위가 겹치는 방법들을 이어 구한다. 기하학적으로 측정한 가까운 천체들이 절대 척도를 정하고, 알려진 유형의 별들이 그 척도를 다른 은하로 옮기며, 더 밝은 광원들이 측정을 더 멀리 이어 간다.

세페이드 변광성은 맥동 주기와 광도가 연관되어 있다. 이 관계를 보정하면 주기로부터 별이 방출하는 빛의 양을 알아내고, 관측된 밝기로부터 거리를 구할 수 있다. 다른 항성 거리 측정법은 다른 물리적 성질을 이용한다. 그러나 공통의 기준점, 은하, 밝기 표준 때문에 오차들이 서로 연결된다. 하나의 공통 보정에 의존하는 추정값 열 개가 그 보정을 독립적으로 열 번 검증하는 것은 아니다. 이런 연관성은 공분산 행렬로 다룬다.

지역 우주 거리 측정의 공동 네트워크는 H_0=73,50±0,81 km/s/Mpc를 얻었다. 여기서 0,81은 채택한 가우스 근사 아래 전체 공분산 행렬에서 구한 표준오차다. 저자들은 개별

지표를 제외해도 결과가 유지되는지 검증하고 공통 보정을 고려했다. 그러나 논문 제목의 '합의'는 모든 연구 집단이 최종적으로 동의했다는 뜻이 아니라 참여 협력단의 결과를 가리킨다. [68]

다른 경로는 우주 배경복사에서 시작한다. 초기 불균일성의 각도 무늬를 측정하고, 물리적 모형으로 이를 음향 척도와 해당 시대까지의 거리에 연결한다. 기본적인 평탄한 ΛCDM에서 Planck 분석은 현재 값 H_0=67,4±0,5 km/s/Mpc를 68퍼센트 신뢰수준으로 준다. 초기 우주에서 현재의 팽창을 직접 측정한 것은 아니다. 이 값은 모형의 전체 역사를 계산한 뒤 얻어진다. [6]

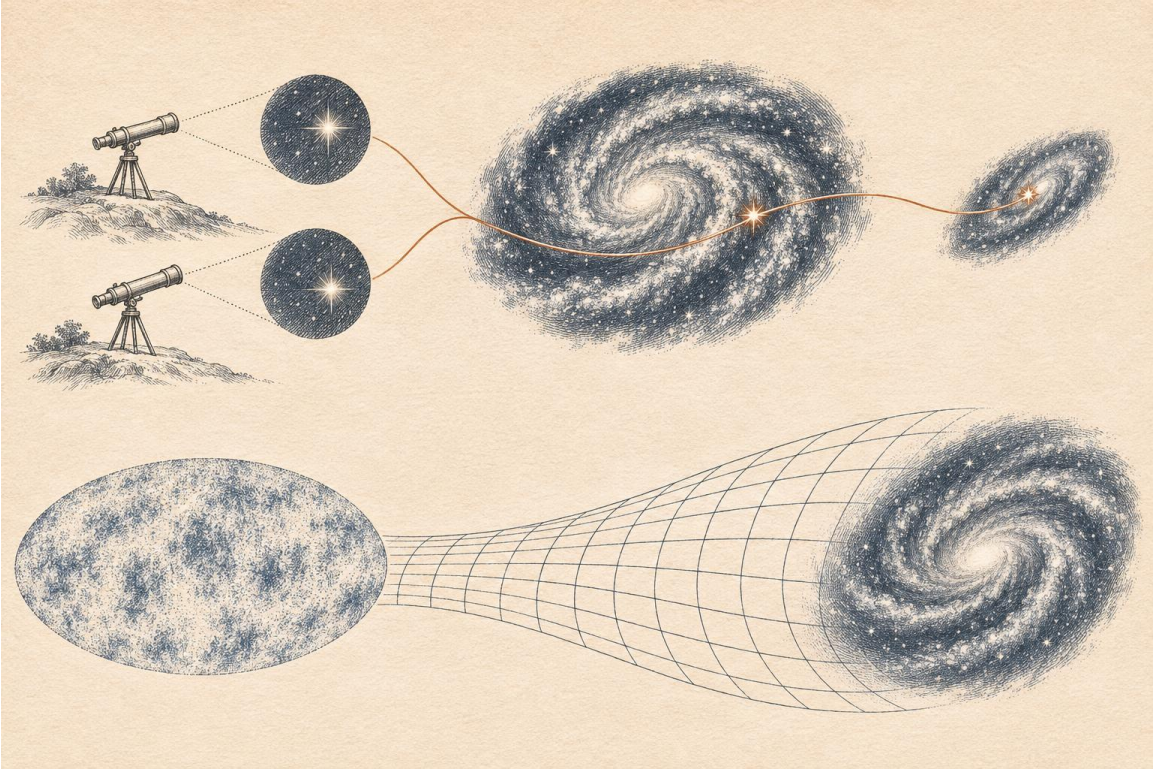
적색거성가지 끝 방법은 별 중심에서 헬륨 연소가 시작되기 직전, 오래된 별들의 광도 분포에 나타나는 급격한 경계를 이용한다. 절대 광도를 교정하면 경계의 위치로 거리를 얻는다. JAGB는 별도의 선별된 항성 집단의 성질을 이용한다. 항성 진화 단계마다 나이와 화학 조성, 환경에 대한 민감도가 다르다. 따라서 방법들의 일치는 물리적 대조 검증으로서 가치가 있다. 다만 공통된 기하학적 기준점 때문에 오차의 상관관계가 남을 수 있다.

다른 몇몇 경로는 두 수치 사이에 자리한다. 적색거성가지 끝인 TRGB와 점근거성가지에서 선별한 JAGB 별들을 사용하는 CCHP 프로그램은 국소 거리망보다 낮은 중심 추정값과 더 넓은 오차를 보고한다. 제시한 TRGB 추정 중 가장 정밀한 값은 70,39 km/s/Mpc다. 저자들은 오차를 통계적 ±1,22, 계통적 ±1,33, 그리고 초신성의 잔류 불확실성에 대한 추가 ±0,70으로 나눈다. 마지막 기여에는 측광 교정과 은하의 고유 운동이 포함된다. 통계적 부분은 주변분포의 중앙 68퍼센트 구간에 해당하며, 다른 두 기여는 따로 제시한다. 이는 국소 척도의 구성을 더 자세히 살펴볼 충분한 이유다. [69]

강한 렌즈는 한 광원의 영상을 여러 개 만든다. 광원의 밝기가 변하면 같은 변화 무늬가 서로 다른 빛의 경로를 따라 시간차를 두고 도착한다. 이 지연은 렌즈의 기하학과 중력 퍼텐셜에 달려 있어 우주론적 척도를 정할 수 있게 한다. TDCOSMO 2026 분석은 H_0=71,1 km/s/Mpc와 비대칭 불확실성 +2,4 및 −2,3을 보고한다. 이는 평탄한 ΛCDM에서 DES-Dovekie 초신성 표본의 물질 밀도 외부 제약을 사용한 결과다. 렌즈의 질량 분포는 항성 운동학 등으로 추가 제약한다. 이 정확도로는 주요 경로들 사이에서 아직 명확한 선택을 내릴 수 없다. [70]

여기서 축퇴가 생긴다. 렌즈 질량의 서로 다른 분포와 광원의 위치가 관측되는 영상의 기하학을 유지하면서도 서로 다른 시간 지연을 예측할 수 있다. 따라서 영상 위치를 정확히

측정해도 거리가 유일하게 정해지지는 않는다. 렌즈 안 별들의 운동과 시선상의 물질 정보가 이 자유도를 줄인다. 이런 추가 모형의 불확실성은 우주론적 척도의 최종 오차에 포함된다.



판화 13. 팽창 척도에 이르는 두 경로. 국소 척도는 기하학적 기준점, 별의 성질, 더 먼 원천을 연결한다. 다른 경로는 우주 배경복사 무늬를 우주론 모형을 통해 현재의 팽창과 연결한다. 이는 추론 방식의 개략적 비교이며 거리 지도가 아니다. 서로 다른 관측 방법의 오차도 공통 교정에 의해 연결될 수 있다.

작은 보정이 우주론이 될 때

초기 우주의 새 물리학 모형들은 우주론적 자를 교정하는 음향 척도를 바꿀 수 있다. 그러면 같은 관측 각도 무늬가 후기 거리와 H_0의 다른 조합에 대응한다. 다만 변화는 우주 배경복사 스펙트럼의 나머지 형태와 가벼운 원자핵의 형성, 이후의 구조 성장을 보존해야 한다. 다른 모든 귀결을 그대로 두고 자의 길이만 마음대로 바꿀 수는 없는 것이 보통이다.

후기 우주에 근거한 설명은 사슬의 다른 부분을 바꾼다. 원시 척도가 형성된 뒤의 팽창이나 암흑 부문의 상호작용, 빛의 전파가 그 대상이다. 음향 측정과 초신성, 성장의 결합으로 이를 검증한다. 따라서 H_0라는 수 하나를 잘 맞추는 것은 첫 선별에 불과하다. 매개변수 선택에 쓰지 않은 데이터에서도 모형이 살아남아야 한다.

계통 오차도 비슷한 크기일 수 있다. 초신성 분석에 관한 논쟁에서는 표본의 일부들 사이에 약 0,04등급의 상대적 오프셋이 논의되었다. 밝기 척도의 정의에 따르면 이는 거리에서 약 1,86퍼센트에 해당한다. 오늘날의 정밀도에서는 중요한 효과다. 다만 오프셋이 있다는 사실만으로 어느 목록을 어떻게 수정해야 하는지 정해지지는 않는다. [71]

DES 팀의 답변은 차이가 산포 모형과 선택함수 모형에서도 비롯됨을 보여 주었다. 같은 초신성이라도 서로 다른 타당한 보정을 거친 뒤 발표된 거리가 반드시 같아야 하는 것은 아니다. 차이의 원인을 검증하려면 광도곡선, 밝기 표준, 각 관측 조사에 어떤 천체가 포함될 수 있었는지에 관한 모의실험으로 돌아가야 한다. 최종 목록에서 편의상 계단 모양의 차이를 빼는 것으로는 이 작업을 대신할 수 없다. [72]

무작위 오차와 공통 오차의 차이는 간단한 예에서 분명해진다. 각각 독자적인 무작위 밝기 편차를 갖는 새 초신성들을 추가한다고 하자. 평균하면 추정이 개선된다. 하지만 모두 조금 잘못된 하나의 표준을 기준으로 측정했다면 천체를 아무리 늘려도 공통 오프셋은 남는다. 다른 망원경도 같은 표준에 교정을 연결했다면 완전히 독립적인 검증이 되지는 않는다. 따라서 표본뿐 아니라 측정을 절대 척도에 연결하는 물리적으로 독립적인 방법의 수도 늘리는 편이 유용하다.

사고실험으로 데이터를 결과가 아니라 기록의 물리적 조건에 따라 나누어 보자. 기기와 파장 대역, 모은하의 유형, 선별 조건 등이 기준이다. 우주론적 변화는 주로 적색편이와 기하학에 따라 체계화된다. 교정 효과는 장비나 광원 집단을 따를 수 있다. 이 의존성들이 겹칠 때도 있지만, 바로 그 비교가 어떤 추가 관측으로 설명들을 구별할 수 있을지 알려 준다.

우주는 얼마나 불균일한가

다음 질문은 물질이 불균일한 구조로 얼마나 뚜렷하게 모였는가다. 비교에는 S_8을 사용한다. 중력렌즈 효과로 측정하기에 편리한 이 양은 물질의 평균 비율과 선형 밀도 불균일의 진폭을 연결한다.

$$S_8 = \sigma_8 \sqrt{\frac{\Omega_m}{0.3}}.$$

같은 크기의 구들로 평활화한 계산상의 밀도장을 생각해 보자. σ_8은 현재까지 연장한 선형 모형에서 이런 영역들의 밀도가 평균에 비해 보이는 상대적 산포의 제곱평균제곱근을

나타낸다. 구의 반지름은 8 h^{-1}메가파섹이며, h는 H_0를 100 km/s/Mpc 단위로 나타낸 값이다. 약한 렌즈 효과는 σ_8과 물질 비율 Ω_m 각각보다 둘의 조합을 더 잘 제약하는 경우가 많아 S_8을 사용한다. 이 수가 일치한다고 모든 척도와 모든 시대의 구조가 일치하는 것은 아니다.

약한 렌즈 효과는 통계적으로 측정한다. 개별 은하는 우리가 미리 알지 못하는 고유한 모양을 갖는다. 따라서 여러 방향과 거리에 분포한 수많은 영상들의 상관관계를 분석한다. 광학계와 대기에 의한 흐림을 복원하고 형태 측정을 교정해야 하며, 가까운 은하들은 렌즈 효과를 받기 전부터 비슷하게 정렬되어 있을 수 있음을 고려해야 한다.

DES의 육 년 전체 분석은 평탄한 ΛCDM 모형에서 68 퍼센트 신뢰수준의 $S_8=0{,}789\pm0{,}012$를 준다. 비교에 사용한 우주배경복사 자료 조합과의 차이는 S_8에 투영하면 2,6 표준편차지만, 전체 매개변수 공간에서는 1,8이다. 일차원 비교는 한 양의 차이를 검증하고, 결합 비교는 전체 매개변수 집합과 오차의 상관관계를 고려한다. 서로 다른 통계적 질문이므로 표준편차 단위로 나타낸 답이 반드시 같을 필요는 없다. [73]

완료된 KiDS-Legacy는 $S_8=0{,}815$와 비대칭 오차 +0,016 및 −0,021을 얻었다. 이 표기는 일차원 사후분포의 최댓값 위치와 68퍼센트 최고밀도 구간을 제시한다. 사용한 비교에서 결과는 Planck와 일치한다. 저자들은 초기 분석에 비해 추정값이 달라진 주된 이유를 개선된 적색편이 추정과 교정, 관측 면적, 영상 처리에서 찾는다. 따라서 하나의 변하지 않는 'S_8 위기'라는 그림은 현재 측정 상황을 잘 나타내지 못한다. [74]

복잡한 관측을 수 하나로 압축하면 첫 비교에 편리하다. 그러나 S_8이 같은 두 모형도 큰 척도와 작은 척도에서 불균일성의 상대적 파워가 다르거나 시대 사이의 성장이 다를 수 있다. 중심값만 대조하면 이 정보를 잃는다. 전체 검증에서는 영상과 은하 위치의 상관관계, 그리고 각도와 적색편이에 대한 그 의존성으로 돌아간다. 통계적 압축 후 사라진 새로운 물리학의 징후가 바로 그곳에 남아 있을 수 있다.

작은 척도에서는 기기 문제에 천체물리학이 더해진다. 기체는 냉각되어 별을 만들고 은하 밖으로 방출되며 질량 분포를 바꾼다. 중성미자도 성장의 척도 의존성에 영향을 준다. 신뢰할 만한 검증은 기술이 충분히 통제되는 영역부터 사용한 다음, 더 복잡한 영역을 넣어도 결과가 견고한지 확인한다. 일부 데이터를 제외하면 정밀도는 낮아질 수 있지만 어떤 물리학이 실제로 불일치를 일으키는지 이해하는 데 도움이 된다.

초기 은하와 광도의 대가

제임스 웹 망원경은 적외선 대역에서 먼 광원들을 관측한다. 일부는 특정 초기 은하 형성 모형이 예상한 것보다 밝거나 질량이 큰 것으로 나타났다. 여기서 몇 가지 주장을 혼동하기 쉽다. 천체가 밝다는 것, 별이 많다는 것, 암흑 헤일로의 질량이 크다는 것, 우주론이 그런 헤일로를 충분히 허용하지 않는다는 것이다. 인접한 주장들 사이에는 서로 다른 측정과 물리 모형이 놓여 있다.

젊고 질량이 큰 별들은 단위 항성 질량당 높은 광도를 낼 수 있다. 스펙트럼에는 나이와 별 형성의 역사, 화학 조성, 먼지, 존재할 수 있는 활동성 은하핵이 영향을 준다. 몇 개의 광대역 필터로 추정한 적색편이는 스펙트럼선으로 검증해야 한다. 분광 후 구한 거리는 도움이 되지만 질량의 모든 불확실성을 자동으로 없애지는 않는다.

크리슈난과 아바자지안의 2026년 연구는 항성 질량의 계통 오차와 산포가 은하 형성 효율에 대한 결론을 어떻게 바꾸는지 살펴보았다. 드물고 질량이 큰 쪽의 분포 끝에서는, 더 많은 중간급 천체들이 상위 범주로 들어오는 일이 드문 진짜 거대 천체들이 그 범주에서 빠져나가는 일보다 잦을 수 있다. 이런 비대칭을 이론과의 비교에 포함해야 한다. [75]

2026년의 다른 분석은 선택한 CEERS와 FRESCO 천체에 대해 우주론과 바리온이 별로 전환되는 효율을 함께 변화시켰다. 암흑에너지 매개변수와 공간 곡률을 자유롭게 두어도, 조사한 분광 표본이 요구하는 높은 효율은 사라지지 않았다. 이는 은하 형성의 천체물리학을 더 자세히 연구할 필요를 보여 주지만, 특정 자료와 검토한 우주론 확장에 해당하는 결과다. [76]

관측 조사의 규모도 물리적 과제에 포함된다. 좁은 관측 영역이 우연히 은하 밀도가 높은 지역과 겹쳐 희귀 천체가 지나치게 많다는 인상을 줄 수 있다. 반면 극도로 깊은 관측은 넓은 조사에서 보이지 않는 희미한 계를 보여 준다. 천체 수를 검증하려면 두 방식이 모두 필요하다. 관측 깊이는 집단의 구성을 정밀하게 하고, 면적은 공간적 산포를 제약한다. 알려진 성질의 모의 광원을 영상에 넣으면 각 유형의 검출 확률을 측정하는 데 도움이 된다.

초기 우주의 새로운 물리학은 여전히 검증 대상이다. 중요한 징후는 허용된 별 형성과 선별의 변화로는 재현할 수 없는, 헤일로 수와 군집화 및 다른 관측량들의 일관된 변화일 것이다. 인상적인 영상 하나만으로 그런 결론을 내릴 수는 없다. 구조 형성의 표준 모형을

수정하더라도 초기의 뜨거운 단계에 대한 증거가 자동으로 무효가 되지는 않는다. 이들은 우주론적 기술의 서로 다른 수준이다.

중력 법칙 자체를 어떻게 검증할 것인가

지금까지는 우주론 매개변수를 정하는 방법들을 비교했다. 더 강한 질문도 할 수 있다. 선택한 이론은 팽창과 물질 운동, 중력파 전파를 일관되게 기술하는가? 이를 검증하려면 같은 법칙의 서로 다른 측면을 다루는 관측이 필요하다. 거리는 우선 기하학을 제약한다. 은하 속도와 렌즈 효과는 중력장 섭동의 정보를 더한다. 병합 신호는 원천에서 우리까지의 파동 전달도 검증하게 해 준다.

두 이론에서 비슷한 H(z) 역사를 맞춘 다음 섭동을 비교할 수 있다. 배경 함수가 일치한다고 구조 성장 방정식도 일치해야 하는 것은 아니다. 일부 수정 중력에서는 우주론적 거리를 전파하는 중력파 진폭의 감쇠도 달라진다. 전파 속도가 빛의 속도와 같더라도 이런 효과가 가능하다. 그 경우 일반상대성이론을 가정하여 진폭에서 도출한 통상적인 거리는 다시 검토해야 한다. [77]

관측 검증을 위한 편리한 값은 하나의 적색편이에서 중력파와 전자기 광도 거리의 비율입니다.

$$\Xi(z) = \frac{d_L^{\mathrm{GW}}(z)}{d_L^{\mathrm{EM}}(z)}.$$

일반상대성이론에서 광자와 파동의 표준 전파, 올바른 원천 모형, 동일한 렌즈 효과 처리를 가정하면 이 비는 일이다. 두 추정값은 모두 길이 차원을 갖지만 서로 다른 물리적 방법으로 구한다. 방출 광도와 관측 밝기가 전자기 경로를 정한다. 중력 신호의 주파수와 형태 변화는 쌍성계의 성질을 제약한다. 여기에 계의 방향과 검출기 응답을 더하면 진폭 척도를 복원할 수 있다. d_L이라는 표기 자체가 이런 절차들을 이론과 무관하게 만들지는 않는다.

2017년 GW170817과 감마선 폭발의 공동 검출은 방출 시각에 대한 가정을 고려하여, 조사한 영역에서 빛과 중력 신호의 속도 차이를 엄격히 제약했다. 그러나 속도와 진폭의 진화는 방정식의 서로 다른 성질이다. 첫 검증의 성공이 둘째를 대체하지는 않는다. 또한 낮은 적색편이에서의 검증이 우주론적 거리에서 누적되는 효과를 자동으로 측정해 주지는 않는다. [78]

기제를 이해하기 위해 텐서 편광 두 개와 속도 c, 양의 유효 플랑크 척도 M*(t)를 갖는 제한된 예를 보자. 보통 물질은 시계와 거리를 정하는 계량에 최소 결합한다. 균일한 배경에서 c=1 단위를 쓰면 각 자유 모드는 다음 방정식을 따른다.

$$\ddot{h} + (3 + \alpha_M) H \dot{h} + \frac{k^2}{a^2} h = 0, \qquad \alpha_M = \frac{d \ln M_*^2}{d \ln a}.$$

점은 우주 시간에 대한 미분을 뜻하며, k는 공이동 파수다. 파장이 배경이 변하는 척도보다 작으면 그 포락선은 대략 1/(aM*)에 따라 변한다. 균일한 전파 모형에서는 거리에 추가 인자가 생긴다. M*의 변화는 H_0 추정과 뒤섞일 수 있다. 기록된 진폭이 더 작다는 것은 거리가 다르다는 뜻일 수도, 전파 방식이 다르다는 뜻일 수도 있다. 이런 축퇴는 라고스와 공동연구자들의 논문 등에서 조사되었다. [79]

수학 부록에는 주어진 $\alpha_M(a)$를 사용한 짧은 예가 있다. 명시한 가정 아래 전파 효과를 계산한다. 완전한 이론을 얻으려면 작용을 선택하고 배경과 섭동을 일관되게 맞추며, 안정성을 확인하고 원천 및 관측자 부근의 조건을 계산해야 한다. 임의로 정한 H(z)와 성장, 함수 Ξ(z)는 아예 하나의 물리적 모형에 속하지 않을 수도 있다.

원천에서 검출기까지

균일한 계산에는 중요한 한계가 있다. 실제 쌍성계는 조밀한 환경에 있고 검출기는 은하 안에 있다. 어떤 이론들은 차폐를 사용한다. 추가 장은 우주에서 작용하지만 조밀한 영역에서는 그 영향이 억제된다. 달랑과 롬브리저의 연구에 따르면, 그들이 다룬 모형군에서는 경로 양 끝의 일관된 차폐로 통상적인 거리가 회복될 수 있다. 따라서 우주론적 전파 효과는 남기면서 계산 없이 모든 국소 물리학을 표준적이라고 선언해서는 안 된다. [80]

호른데스키 이론의 특정 부류에서 추가 스칼라 복사와 모드 변환을 무시한다는 조건 아래 기하광학을 적용하면, 관측 진폭 효과는 방출점과 수신점의 국소 유효 플랑크 척도와 연결된다. 이는 연구 프로그램에 구체적인 요구를 부과한다. 우주론적 배경과 원천 주변 환경 사이의 전이 구간을 가로질러 장을 추적해야 한다. 속도가 c와 일치한다는 사실만으로는 이 과제가 해결되지 않는다. [81]

표준 중력에서도 하나의 병합으로 구한 거리에는 불확실성이 있다. 궤도 경사각이 겉보기 진폭을 바꾸어 거리와 뒤섞인다. 렌즈 효과는 신호를 증폭하거나 약화한다. 밝고

관측에 유리한 방향의 사건들은 표본에 더 자주 포함된다. 파동 생성 이론이 바뀌면 파형도 다시 계산해야 한다. 전자기 경로에도 고유한 교정과 가능한 흡수, 표준 광원 모형이 남는다. 보정의 집합은 임의의 평균 우주가 아니라 동일하게 선택한 목록을 기술해야 한다.

다음 사고실험이 유용하다. 선택한 구간에서 두 모형이 초신성까지 같은 거리를 준다고 하자. 첫 모형이 Ξ=1을 예측하고 다른 모형이 특정 편차를 예측한다면 중력파 사건으로 둘을 구별할 수 있다. 그러나 방향과 측광 교정, 전파 매개변수를 자유롭게 바꾸도록 허용하면 차이가 줄어든다. 따라서 두 번째 예측 중 어떤 부분이 필수적이고 어떤 부분이 허용된 재조정으로 사라지는지 먼저 밝혀야 한다. 적색편이의 시간 변화 계산에서도 같은 논리를 만났다.

세 채널의 공통 매개변수

제안하는 과제는 명시적으로 쓴 두 작용과 물질을 다루는 공통 규칙에서 시작한다. 각 작용에서 허용되는 배경 해와 선형 섭동, 파동 전파를 계산한다. 이어서 H(z)가 비슷한 해들의 쌍을 고른다. 이 유사성은 그린 곡선이 눈으로 보기에 일치하는지가 아니라 측정 범위와 공분산으로 정한다. 다음에는 성장과 렌즈 효과, 표준 사이렌을 추가한 뒤에도 공통 매개변수 영역이 남는지 확인한다.

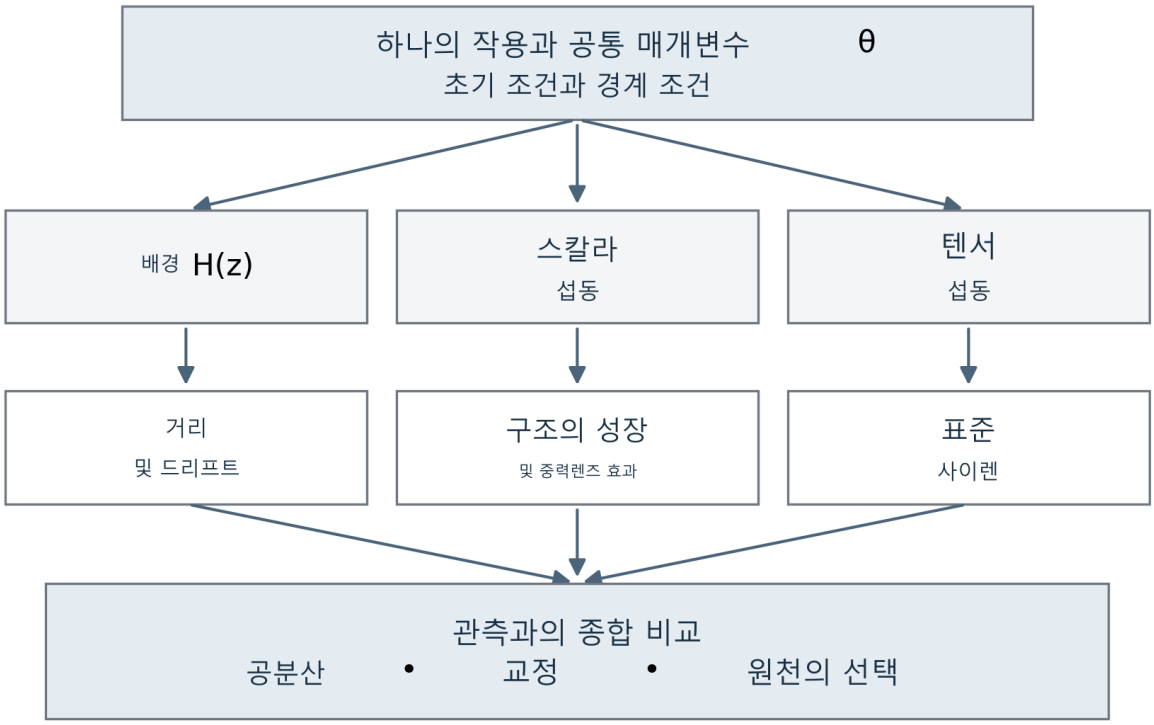


그림 5. 하나의 물리 모형으로 연결된 세 관측 경로. 공통 매개변수와 초기 조건이 배경과 섭동을 정한다. 각 채널에는 자체 측정 모형이 있다. 임의로 정한 어떤 세 함수든 일관된 작용에서 얻을 수 있다고 가정하는 도식이 아니다.

하나의 이론은 세 검증을 모두 통과하고 선택한 경쟁 이론은 통과하지 못하는 영역을 찾는다면 강력한 결과다. 부정적인 결과도 그만큼 의미 있다. 차폐나 매개변수의 자유도 때문에 고려한 채널들이 사실상 같아질 수 있다. 그러면 축퇴 지도는 다른 적색편이 범위나 더 정확한 원천 방향, 장의 실험실 검증, 새로운 물리적 경로가 필요한지 보여 줄 것이다. 바로 사이렌이 암흑에너지 문제를 해결하리라고 미리 약속할 수는 없다.

Ξ가 일에서 벗어난다고 발견한 이론의 이름이 정해지는 것은 아니다. 선택한 통합 기술이 관측과 맞지 않음을 뜻한다. 원인은 파동 전파나 원천 모형, 광자 경로, 공통 교정일 수 있다. 중력 법칙의 변화를 선호하려면 효과의 고유한 적색편이 의존성을 재현하고 독립 관측량으로 검증해야 한다. 서로 맞는 적합 두 개가 하나의 공통 예측을 대신하지는 못한다.

어떻게 검증할 것인가

국소 척도부터 시작하자. 같은 기하학적 기준점들을 쓰면서 공통 은하들의 거리를 세페이드와 TRGB로 측정한다. 독립 연구진들이 미리 고정한 선별 기준으로 영상을

처리한다. 영상에 모의 별을 넣으면 광원 혼합에 따른 편향을 측정할 수 있다. 추정값 차이가 별의 밀도와 색, 은하 안 관측 영역의 위치에 의존하는지 검증한다. 해상도를 높일 때 차이가 예측대로 바뀐다면 구체적인 측정 오차를 가리킨다. 기준점 자체의 공통 오차는 물리적으로 독립적인 또 다른 방법으로 확인해야 한다.

병합에서 오는 중력파인 표준 사이렌이 그런 방법을 제공한다. 신호의 형태와 진폭으로 주어진 중력 이론에서 거리를 도출하고, 전자기 대응 관측으로 모은하를 찾아 적색편이를 측정할 수 있다. 이 결합의 가능성은 GW170817에서 입증되었다. 궤도 경사각과 간섭계 진폭 교정, 검출 사건의 선별, 가까운 은하의 고유 속도를 통제해야 한다. [82]

모은하를 확정하지 못한 사건에는 목록의 완전성을 고려한 확률적 은하 집합을 사용한다. 다음 계산에서는 비교할 팽창 역사들에 대한 모의 병합 표본을 만들고, 특정 검출기망의 잡음 및 선별 모형을 적용한 뒤, 실제 데이터와 같은 방법으로 거리를 복원해야 한다. 이를 반복하면 차이를 얼마나 자주 알아내는지, 방해 요인들이 얼마나 자주 거짓 불일치를 만드는지 알 수 있다. 이로써 필요한 사건 수와 교정 정확도를 정한다. 미리 정한 정밀도 백분율로 이 계산을 대신할 수는 없다.

클라크슨, 배싯, 루 검증도 기하학을 검사한다. 서로 다른 적색편이에서 독립적으로 복원한 거리와 팽창률로 공간 곡률 매개변수의 현재 값을 계산한다. 균일하고 등방적인 모형에서는 암흑에너지의 형태와 관계없이 각 계산이 동일한 매개변수를 주어야 한다. 공간 단면의 물리적 곡률은 팽창에 따라 변한다. 이 검증은 하나의 현재 정규화로 환산한 양들을 비교한다. 검증 대상인 관계식 자체를 사용해 한 관측 관계에서 다른 관계를 얻어서는 안 된다. 도함수와 공통 교정, 상관된 오차를 통제해야 한다. 이 확인 후에도 불일치가 남는다면 채택한 기하학 모형의 기초를 재검토해야 한다. [3]

초기 은하에서 당장 필요한 물리적 단계는 다르다. 분광과 파장 범위 및 조사 면적의 확대, 항성 질량의 독립적 제약, 공간 군집화 측정이다. 모형은 이상적인 질량만이 아니라 모든 선별을 거쳐 기록되는 영상과 스펙트럼을 예측해야 한다. 결국 과학적 결과는 지도 형태가 된다. 어떤 공통 물리 매개변수가 여러 경로의 검증을 견디는지, 무엇이 배제되며 무엇이 아직 구별되지 않는지 보여 준다. 이런 지도를 통해 정밀도의 부족이 끝나고 새로운 세계상이 필요한 지점이 어디인지 알 수 있다.

중력을 종합적으로 검증하려면 먼저 선택한 각 이론으로부터 병합 사건의 모의 목록을 만들고, 모두에 동일한 검출기망의 선택 과정을 적용한다. 같은 매개변수로 중력 렌즈

효과와 구조의 성장도 계산한다. 목록의 일부는 예측 검증용으로 남겨 둔다. 공통 보정과 대규모 모드는 독립된 반복이 아니라 의존 관계로 고려한다. 허용되는 어떤 매개변수를 택해도 채널 사이에 요구되는 관계가 재현되지 않으면 해당 모형의 그 버전을 기각한다. 이러한 공동 분석은 이 책에서 연구 과제로 제시한다. 관측 자료로부터 ㅌ에 관한 새로운 한계를 얻었다고 주장하지 않는다.

제III부 익숙한 시작 이전

제11장

구조는 어디에서 왔는가

은하 지도에는 당연하게 여기기 쉬운 특징이 있다. 무늬 자체가 존재한다는 점이다. 물질은 길게 뻗은 필라멘트와 매듭, 은하단으로 모이고 그 사이에는 희박한 영역이 남는다. 중력은 작은 초기 불균일성이 뚜렷한 구조로 성장하는 과정을 설명하는 데 도움이 된다. 더 조밀한 부분이 물질을 더 끌어당기면서 차이가 커진다. 다만 이 설명에도 출발점이 있다. 해당 부분은 이미 이웃과 조금 달라야 한다. 엄밀하게 균일한 고전적 계와 그 대칭을 보존하는 방정식들을 정했다면, 끌어당긴다는 말만으로 초기 무늬가 생기지는 않는다.

최초 불균일성의 문제는 우주론과 양자물리학을 연결한다. 직접적인 영상을 얻을 수 없는 시대에 접근할 수 있게 한다. 이를 위해서는 장의 초기 상태와 섭동의 생성, 뜨거운 플라스마에서의 진화, 원자의 형성, 이후 구조 성장이라는 긴 인과 사슬을 추적해야 한다. 관측되는 하늘은 그 사슬 끝에 있다. 처음으로 거슬러 가려면 고리마다 검증해야 한다.

작은 차이와 큰 결과

초기 섭동은 크기가 서로 다른 파동으로 나누어 살피기 편리하다. 소리를 주파수별로 분해하는 것과 비슷하게 공간적 무늬를 수학적으로 나타내는 방법이다. 여기서 파동은 균일한 배경으로부터 밀도나 공간 곡률이 조금 벗어나는 것을 뜻할 수 있다. 파장은 척도, 진폭은 편차의 크기, 위상은 마루와 골의 위치를 정한다. 파장과 방향이 정해진 이런 파동 성분을 모드라고 한다. 별개의 물체가 아니라 전체 장을 기술하는 구성 요소다.

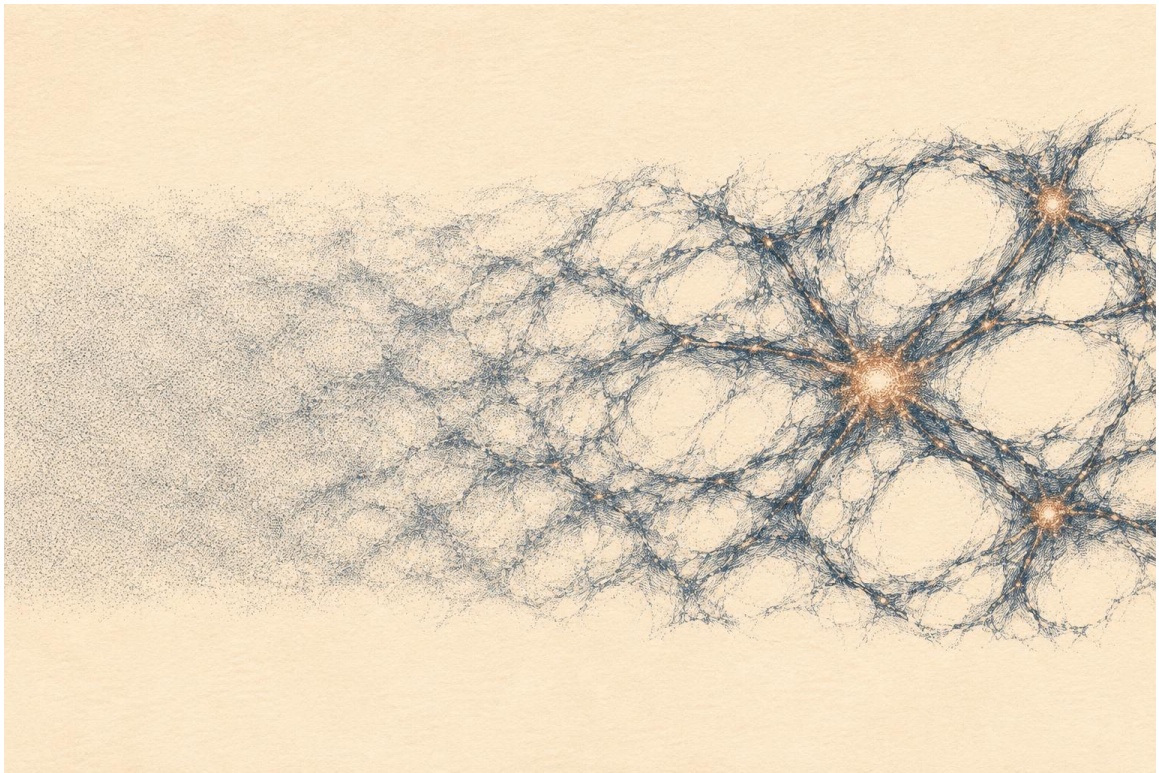
파워 스펙트럼은 여러 척도의 섭동이 통계적으로 얼마나 강한지 보여 준다. 미래의 각 은하 좌표를 알려 주지는 않는다. 하나의 스펙트럼에는 수많은 공간적 무늬가 대응한다. 이는 분포를 예측하는 것과 하나의 결과를 예측하는 것 사이의 중요한 차이다. 우주론 이론은 특정한 차가운 반점이 정확히 어느 방향에 있을지 미리 지정하지 않으면서도 하늘의 통계를 올바르게 기술할 수 있다.

간단한 근사에서는 무차원 원시 파워를 멱법칙으로 쓴다.

$$\mathcal{P}_\zeta(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*}\right)^{n_s - 1}.$$

문자 k는 파수를 뜻한다. 클수록 공간 척도가 작다. 첨자 ζ는 곡률 섭동을 기술함을 나타낸다. A_s는 선택한 기준 척도 k_*에서 진폭을 정하며, n_s는 기울기를 정한다. n_s가 일이면 같은 로그 간격이 같은 파워를 기여한다. 중요한 것은 간격 양끝 사이의 동일한 비율이며, 동일한 차이가 아니다. 이런 분포를 척도 불변이라 부른다.

관측자에게 이르기까지 어떤 섭동은 플라스마에서 진동하고, 어떤 섭동은 중력으로 성장하며, 또 어떤 섭동은 부분적으로 평탄해진다. 따라서 우주 배경복사 온도 스펙트럼의 봉우리를 인플레이션 퍼텐셜의 직접적인 봉우리로 읽어서는 안 된다. 측정한 무늬에는 초기 조건과 매질의 역사가 모두 들어 있다. 마찬가지로 은하 분포도 물질이 어떻게 헤일로로 모였으며 어디서 빛나는 천체가 생겼는지에 달려 있다. 시작을 복원하는 일은 언제나 이 전달의 모형에 의존한다.



판화 14. 작은 불균일성에서 우주 거대구조망으로. 초기의 작은 차이는 환경의 진화와 중력 성장을 거쳐 우주 거대구조망이 된다. 희미한 알갱이 무늬가 필라멘트와 매듭으로 바뀌는 개략적인 전환은 이 과정을 전달한다. 판화는 수치 시뮬레이션 결과가 아니며 주어진 파워 스펙트럼에서 가능한 유일한 결과를 보여 주지 않는다.

급팽창은 양자와 우주를 어떻게 연결하는가

인플레이션은 초기 우주의 가속 팽창 단계를 뜻한다. 중요한 것은 팽창률의 수치가 단순히 크다는 사실이 아니라 척도인자가 변하는 방식이다. 인플레이션 동안에는 공이동 허블 길이가 줄어든다. 늘어나는 좌표 격자의 거리와 비교하기 위해 물리적 길이 c/H를 척도인자 a로 나눈 값이다. 따라서 처음에는 더 짧았던 파장도 c/H보다 훨씬 길어질 수 있다. 이 전환은 섭동의 시간 발전에 중요하지만, 허블 구 자체를 모든 인과적 지평선과 동일시해서는 안 된다.

인플레이션 단계가 충분하면 관측 영역을, 이전에 내부에서 인과적 상호작용이 가능했던 더 작은 영역과 연결할 수 있다. 공간 곡률의 상대적인 중요성도 줄어든다. 바로 균일성과 평탄성에 가까운 상태의 문제가 앨런 구스의 고전적 연구에 동기를 주었다. 다만 원래 모형에서 인플레이션을 끝내는 구체적 기제는 문제가 있는 것으로 드러났다. 연구 프로그램의 이름이 그 모든 구현을 똑같이 성공적으로 만들어 주지는 않는다. [83]

후기 가속의 설명과 마찬가지로 인플레이션 동역학도 흔히 스칼라장과 그 퍼텐셜 에너지에 연결한다. 이는 공통으로 쓰는 수학적 도구이며, 초기와 후기의 가속이 같은 장 때문에 생겼음을 확립하지는 않는다. 퍼텐셜 부분이 우세하고 장이 충분히 천천히 변하면 에너지 밀도는 통상적인 팽창 기체의 밀도보다 훨씬 완만하게 줄어든다. 그 뒤 에너지는 입자와 복사로 넘어가야 하며, 이들로부터 뜨거운 단계가 전개된다. 재가열이라 부르는 이 전환이 인플레이션 모형과 이후의 우주 역사를 잇는다.

이런 배경에서 장의 양자 섭동은 거대한 물리적 파장으로 늘어날 수 있다. 매질의 상대적 구성에 독립적인 섭동이 없는 단순한 단열 영역에서는, 장파장 곡률 섭동이 뜨거운 시대에 필요한 통계 정보를 보존한다. 고전적인 계산들은 이 기제가 거의 척도 불변인 밀도 섭동을 어떻게 만들 수 있는지 보여 주었다. 다만 진폭은 장의 동역학에 의존한다. 일반적인 발상을 정량적 예측으로 발전시켜야 한다. [84]

'은하는 양자 요동에서 성장했다'는 문구에는 여러 물리적 전환이 압축되어 있다. 선택한 양자 상태와 시간 발전 방정식, 고전적 통계를 적용할 수 있는 이유가 필요하다. 파장이 늘어난다는 것 자체는 입자가 공간을 빛보다 빠르게 이동한다는 뜻이 아니다. 우주적 척도가 커져도 초기 상태의 기원 문제는 사라지지 않는다. 인플레이션은 관측 영역의 성질을 설명하면서도 왜 그런 단계가 시작되었는지는 열린 질문으로 남길 수 있다.

실질적인 불확실성도 있다. 오늘날의 한 척도는 이후의 전체 팽창 역사를 거쳐 인플레이션의 특정 시점과 연결된다. 재가열 기간이나 그동안의 물질 성질을 바꾸면 이 대응도 달라진다. 따라서 퍼텐셜 형태를 데이터와 비교하려면 중간 시대들을 고려해야 한다. 퍼텐셜 그림만으로 각 관측 불균일성이 생긴 시점이 곧바로 주어지지는 않는다.

하늘은 정확히 무엇을 검증하는가

Planck 2018 분석에서는 채택한 모형 아래 온도, 편광, 렌즈 효과 자료로 68 퍼센트 수준의 $n_s = 0{,}9649 \pm 0{,}0042$를 얻었다. 이는 이미 발표된 역사적 기준값이다. 스펙트럼은 척도 불변에 가깝지만 작은 기울기를 가진다. 이 결과는 인플레이션 시나리오를 제약하는 데 도움이 된다. 그 의미는 배경 우주론과 선택한 매개변수 집합에 의존하며, 이 수치 자체가 근본적인 장의 형태를 직접 측정한 것은 아니다. [85]

온도와 편광은 서로 다른 정보를 준다. 편광은 특정한 각도 불균일성을 갖는 복사의 산란에서 생겨 초기 플라스마 상태를 고유한 방식으로 반영한다. 공통 이론은 온도 상관관계와 편광 상관관계, 둘 사이의 관계를 함께 기술해야 한다. ACT DR6 스펙트럼은 발표된 통계적 기술을 갖춘 또 다른 온도 및 편광 측정 집합을 제공한다. 이를 사용하려면 전경 복사와 기기 불확실성을 고려해야 한다. [86]

원시 중력파에 대한 추가 질문도 있다. 이들은 편광의 특별한 성분인 B 모드를 남길 수 있다. 중력렌즈 효과와 우리 은하의 편광 복사도 이런 무늬를 만든다. 2018년 관측 시즌까지의 데이터를 사용한 BICEP/Keck의 발표 분석에서는 이 기여들의 통합 모형으로 기준 파수 0,05역메가파섹에서 95퍼센트 수준의 한계 $r < 0{,}036$을 얻었다. 여기서 r은 곡률 섭동의 스칼라 파워에 대한 중력파의 원시 텐서 파워의 비다. 이는 특정 연구의 결과이며, 현재 최고의 감도 기록이라고 주장하는 값은 아니다. [87]

모형이 신뢰할 만한 상한보다 큰 텐서 신호를 요구하면 관측과 모순된다. 다만 인플레이션 모형마다 허용하는 r 값은 다르다. 상한을 개선하면 가능한 영역이 차례로 좁아지지만 연구 프로그램 전체가 자동으로 반박되지는 않는다. 검출하더라도 스펙트럼 형태와 대안적인 원천들을 확인해야 한다. 한 종류의 관측 무늬가 여러 경로로 생길 수 있기 때문이다.

통계는 파워보다 더 깊이 연구할 수 있다. 비스펙트럼은 파동 모드 세 개 사이의 상관관계를 기술한다. 통계적으로 균일하면 파동벡터들이 닫힌 삼각형을 이룬다. 이는

파동의 척도와 방향 사이 관계를 뜻하며 하늘 지도에 그린 삼각형이 아니다. 비스펙트럼의 모양 의존성은 초기 장들의 상호작용에 민감하다. 이런 상관관계로 평균과 이점 상관관계만으로 완전히 정해지는 가우스 통계에서의 이탈을 찾을 수 있다. Planck의 원시 비가우스성 분석에서는 조사한 형판 중 유의한 신호를 찾지 못했다. 이 결과가 제약하는 것은 검증한 상관관계 형태들이다. [88]

한 사건과 여러 흔적

인플레이션 동안 섭동의 전파 조건이 잠시 바뀐다고 생각해 보자. 예를 들어 유효 음속이 조금 줄었다가 원래 값으로 돌아온다. 여기서 말하는 것은 공기 중의 소리가 아니라 특정 장 모드의 전파 속도다. 일부 유효 기술에서는 이런 사건이 파워 스펙트럼과 비스펙트럼에 서로 연결된 특징을 만든다. 이 관계는 이미 과학 문헌에서 유도되었으며 기제를 검증하는 실질적인 본보기가 된다. [89]

사건에는 공통 매개변수들이 있다. 발생 시점과 지속 시간, 세기다. 이들은 장과 그 상호작용의 방정식을 유도하는 하나의 수학적 표현인 작용으로 연결된다. 작용을 선택하면 하나의 사건이 여러 관측 귀결을 정한다. 따라서 파워의 특징과 상관 무늬를 독립적으로 옮길 수는 없다. 다만 온도와 편광의 전달 함수는 다르다. 공통 물리 척도가 있다고 두 그래프에서 눈에 보이는 봉우리들이 같은 위치에 있어야 하는 것은 아니다. [90]

이는 응답 시간이 서로 다른 센서들로 하나의 짧은 자극을 복원하는 일로 생각할 수 있다. 참된 일치란 센서의 성질을 고려한 뒤 원천의 역사가 하나로 얻어지는 것이다. 기기마다 별도의 사건 시각이 필요하다면 설명의 핵심 내용이 사라진다. 우주론에서는 여러 통계량과 관측되는 장들이 센서 역할을 하며, 그 응답은 우주 진화를 통해 계산해야 한다.

경쟁 설명은 초기 양자 상태를 바꾼다. 일부 모드에 선택한 장의 진공 기준 상태보다 추가 여기가 있다고 허용한다. 이런 상태도 특징을 만들고 삼점 상관관계를 강화할 수 있으며, 특히 길게 늘어진 모양에 가까운 구성에서 그렇다. 따라서 파워의 진동만으로 초기 기제가 확립되지는 않는다. 여기 상태가 선호되더라도 앞선 바운스가 입증되는 것은 아니다. 그 상태를 실제로 준비하는 별도의 물리적 모형이 필요하다. [91]

통합 검증의 장점은 설명의 자유를 제한한다는 데 있다. 새 측정마다 이미 선택한 모형의 필수적인 귀결을 검증해야 한다. 다음 편차를 수용할 만큼 매번 매개변수를 늘리면 일치는

많아져도 구별 능력은 사라진다. 의미 있는 결과는 어떤 관측 조합이 기제를 곤란하게 만들지 미리 분명해지는 곳에서 시작한다.

파동이 도중에 얻는 정보

원시 텐서 스펙트럼은 섭동 생성 기제에 달려 있지만, 오늘 관측되는 중력파 배경에는 이후 팽창의 흔적도 있다. 특정 공이동 척도의 파동은 허블 반지름에 대해 서로 다른 영역을 지난다. 파장이 허블 반지름보다 훨씬 작은 영역으로 다시 들어온 뒤에는 진동하며, 진폭은 팽창에 따라 변한다. 따라서 스펙트럼에는 원천과 재진입 시대의 정보가 모두 남을 수 있다.

일반상대성이론에서는 c = 1일 때 선형 텐서 모드의 방정식을 등각 시간으로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$h_k'' + 2\mathcal{H} h_k' + k^2 h_k = 16\pi G a^2 \Pi_k^{\mathrm{TT}}.$$

여기서 h_k는 한 편광의 진폭이며, 프라임은 등각 시간에 대한 미분을 뜻한다. 필기체 H는 a'/a이고, Π_k^{TT}는 채택한 규격화에서 비등방성 응력의 해당 횡방향 무흔적 부분이다. 파동 생성이 끝나도 매질은 팽창과 응력을 통해 전파에 영향을 준다. 보일과 스타인하르트는 이런 효과가 원시 배경의 전달함수에 어떻게 들어가는지 연구했다. [92]

유용한 극한 예가 이 의존성의 의미를 보여 준다. 파동들이 에너지 밀도에 대한 압력의 비 w가 일정하고 w > −1/3인 시대에 재진입한다고 하자. 허블 반지름보다 짧은 파장으로 자유 전파하는 파동의 진폭은 1/a로 줄어든다. 초기 무차원 텐서 파워가 k의 n_t승에 비례한다면, 시대의 경계에서 멀리 떨어진 곳에서는 알려진 다음 멱법칙이 나온다.

$$\Omega_{\mathrm{GW}}(f) \propto f^{\,n_t + 2(3w-1)/(3w+1)}.$$

여기서 Ω_{GW}는 로그 주파수 간격당 에너지 밀도가 현재의 임계 에너지 밀도에서 차지하는 비율이다. 추가 지수는 진입 조건 k = aH에서 나온다. w가 일정하면 진입 시 척도인자는 $k^{-2/(1+3w)}$에 비례한다. k^2와 원시 파워, 이 척도인자의 제곱에 비례하는 에너지 스펙트럼에 대입하면 제시한 지수를 얻는다. 이 유도는 진동의 평균, 추가 원천과 상당한 비등방성 응력의 부재, 해당 구간에서 유효 자유도 수의 불변을 가정한다.

복사에 해당하는 w = 1/3에서는 추가 지수가 영이고, w = 0에서는 −2다. 따라서 주파수마다 서로 다른 시대에 진입했다면 매끄러운 원시 스펙트럼에도 꺾임이 생길 수

있다. 다만 제한된 대역의 같은 기울기는 원천의 형태에서도 생길 수 있다. 관측된 꺾임 하나만으로는 재가열 온도나 새로운 입자의 존재가 확립되지 않는다.

실제 기준 전달 함수에도 이미 특징들이 있다. 상대론적 자유도 수가 변하고, 중성미자의 자유 전파가 텐서 섭동에 영향을 준다. 와타나베와 고마쓰는 표준 물리학 안에서 이런 변화를 계산했다. 특이한 시대를 찾기 전에 이 배경을 재현하고 계산 정확도를 평가해야 한다. 그렇지 않으면 표준적인 전이를 비표준 역사의 증거로 잘못 선언할 수 있다. [93]

구로야나기, 렝주발, 다카하시는 초기 시대와 추가 엔트로피 생성을 제약하는 방법으로 우주 배경복사와 중력파 스펙트럼의 결합을 연구했다. 이 생각은 문헌에 이미 있다. 여기서 더하는 것은 범위를 한정한 비교의 설정이다. 원천과 표준 전달의 허용된 변화, 미래 측정의 실제 응답을 고려한 뒤에도 미리 선택한 두 역사 중 무엇을 구별할 수 있는가? [94]

첫 모형에서는 선택한 재가열 뒤에 표준적인 복사 역사가 이어진다. 둘째에서는 w가 고정된 유한한 시대를 추가하되 핵합성과 양립하도록 충분히 일찍 끝나게 한다. 끝나는 온도와 지속 시간, 가능한 엔트로피 생성을 성분 및 그 소멸에 대한 하나의 모형으로 연결한다. 에너지 수지를 확인하지 않고 편리한 꺾임을 독립적으로 지정하면서 표준 밀도는 따로 보존할 수 없다.

두 역사 모두에서 먼저, 선택한 대규모 섭동 데이터와 양립하는 하나의 제한된 원시 텐서 스펙트럼 모형군을 계산한다. 이어서 전달 방정식을 풀어 현재 스펙트럼을 얻는다. 일부 매개변수는 한 주파수 대역에서 두 모형이 거의 일치하도록 조정할 수 있다. 검증할 질문은 다른 관측 가능한 대역이나 연관된 우주론 제약에서 필수적인 차이가 남는지다.

관측 주파수와 원천 온도를 혼동하지 않는 것이 특히 중요하다. 꺾임의 위치를 전이 온도로 환산하려면 척도인자와 온도의 관계, 전이부터 현재까지의 엔트로피 변화를 알아야 한다. 추가 붕괴는 이 관계를 바꿀 수 있다. 따라서 주파수를 매우 정확히 측정해도 온도 추론은 언제나 전체 모형에 조건부로 의존한다. 첫 단계에서는 관측되는 진폭과 기울기, 특징의 위치를 추정하고 물리 매개변수는 통합 전달 계산에서 얻는 편이 안전하다.

실용적인 중간 산물은 허용된 지속 시간과 상태방정식의 격자에 대한 전달 함수 라이브러리다. 전이에서 먼 곳에서는 해석적 멱법칙으로 검산하고, 전이 영역 자체에서는 수치적으로 정밀화한다. 그 뒤에야 빠른 근사 계산기를 학습시킬 수 있다. 계산기 오차는 두 역사 사이의 차이와 비교한다. 전체 격자의 평균 오차가 작아도 구별에 필요한 바로 그 꺾임을 체계적으로 매끄럽게 지운다면 소용없다.

원천에 허용하는 자유도는 비교 전에 명시해야 한다. 원천의 형태와 전달 역사를 모두 임의로 바꾸게 하면 하나의 관측 함수로 둘 다 복원할 수 없다. 반대로 물리적 원천 모형군을 고정하면 일부 스펙트럼 관계가 예측력을 가질 수 있다. 이런 연구의 부정적 결과도 구체적이다. 스펙트럼이 팽창 역사를 측정하기 전에 원천에 대해 어떤 사전 지식이 필요한지 보여 준다.

어떻게 검증할 것인가

제한된 두 모형에서 시작할 수 있다. 하나는 음속이 잠시 변하는 모형이고, 다른 하나는 공통 인플레이션 배경에서 주어진 들뜬 상태를 갖는 모형이다. 각각의 작용과 초기 조건, 허용 매개변수 범위를 고정한다. 첫 모형에서는 파워를 정하는 것과 같은 작용에서 섭동 인자가 세 개인 상호작용을 유도하고, 둘째에서는 초기 삼점 상관관계도 정한다. 이어서 운동항 계수의 양성과 근사의 적용 가능성, 들뜸의 에너지가 채택한 배경을 훼손하지 않는지 확인한다.

첫 계산에서는 삼각형의 크기와 모양을 달리하며 원시 파워와 비스펙트럼을 구해야 한다. 다음 계산은 이를 온도와 편광 관측량으로 옮긴다. 시범 검증에는 발표된 Planck 자료와 통계 모형이 준비된 범위의 ACT 온도 및 편광 스펙트럼이 적합하다. 은하 관측 조사는 정보를 더할 수 있지만 비선형 성장과 은하 및 물질의 관계, 조사 부피의 기하학을 별도로 계산해야 한다.

물리적 장치는 완성된 원시 상관관계를 바로 측정하지 않는다. 편광계는 여러 주파수 대역의 복사를 받아 먼지와 싱크로트론 전경을 분리하는 데 도움을 준다. 빔 형태와 편광각, 교정, 잡음을 통제해야 한다. 컴퓨터에서 이런 성질을 갖는 모의 지도를 만들고 미리 아는 신호를 넣어 전체 분석에 통과시킨다. 이로써 방해 요인이 흔적을 숨기는 경우까지 포함하여 주어진 모형의 검출 확률을 정한다.

데이터 일부로 매개변수를 추정하고 남겨 둔 정보에 대해 조건부 예측을 만든다. 예를 들어 온도에서 찾은 특징이 특정 편광 무늬를 예측해야 한다. 두 양은 초기 섭동으로 연결되므로 요동과 오차의 통계적 연결인 공동 공분산을 고려한다. 배경 우주론과 방해 요인 매개변수도 함께 바꾼다. 특징 주파수의 탐색 범위를 미리 정하고 전체 탐색을 반영한 모의 데이터로 검출 문턱을 교정한다. 이는 수많은 시도 중 우연히 눈에 띄는 요동을 골라내는 일을 막아 준다.

기제의 특정한 영이 아닌 모형에서 파워를 설명하는 매개변수들이 데이터와 양립하지 않는 측정 가능한 비스펙트럼을 요구한다면 검증을 통과하지 못한다. 예상한 추가 신호가 너무 약하다면, 신호가 없어도 주어진 정밀도에서는 모형들을 구별할 수 없다. 다음 결과는 오검출 허용 비율을 미리 정한 뒤 사건의 세기와 지속 시간, 발생 시점에 따른 검출 확률 지도를 구하는 것이다. 선택한 두 모형에 대해 방해 요인과 다른 매개변수의 허용된 변화를 고려한 이 지도는 앞으로 만들어야 한다. 그러면 어떤 추가 측정이 실제로 모형들을 구별하는지 알 수 있다.

텐서 연구에서는 먼저 절대 진폭을 계산한 다음 알맞은 대역과 기기를 선택해야 한다. 이론적 꺾임이 있다고 통상적인 인플레이션 배경을 우주 간섭계로 검출할 수 있는 것은 아니다. 측정 모형에는 기기 잡음과 천체물리학적 배경을 넣고, 편광과 비교할 때에는 전경과 렌즈 기여를 포함한다. 다른 검증들이 허용하는 모든 매개변수가 데이터와 양립하지 않는 측정 가능한 스펙트럼 비를 예측하면 특정 비표준 시대가 배제된다. 당장의 결과는 원천과 방해 요인을 적합한 뒤에도 그 비가 구별 능력을 유지하는 영역을 계산하는 것이다. 능력이 없는 곳에서는 전체 초기 역사를 복원했다고 선언할 것이 아니라 축퇴의 원인을 밝혀야 한다.

제12장

우주 구조의 기원은 양자적이었는가

은하는 작은 불균일성에서 성장했다. 인플레이션 모형에서는 그 기원을 장의 양자 요동으로 설명하는 경우가 많다. 익숙한 말인 탓에 다음 질문을 놓치기 쉽다. 어떤 관측으로 이 기원이 양자적임을 밝힐 수 있을까? 성공적인 양자 계산과 고전적 설명의 실험적 배제는 서로 다른 결과다. 그 사이에는 검증할 수 있는 예측 차이가 있어야 한다.

우리는 실험실 장비로 그 시작에 돌아갈 수 없는 과정의 후기 흔적을 본다. 같은 우주의 탄생을 반복하거나 상태를 준비하는 순간을 선택하거나 명령에 따라 상호작용을 켜고 끌 수 없다. 하지만 서로 연결된 통계적 특징을 비교하고 알려진 동역학을 통해 전달하며, 경쟁 모형이 여전히 이를 재현할 수 있는지 검증할 수는 있다. 바로 이런 설정이 질문을 과학적으로 만든다.

이 장의 과제는 여러 수준의 주장을 구별하는 것이다. 양자이론은 섭동 형성의 자연스러운 기제를 제공한다. 특정한 고전 통계 모형은 그 결과 일부를 재현할 수 있다. 상호작용은 이 일치를 깰 수 있다. 그러나 하늘에서 차이를 검출하려면 신호 전달과 관측 오차, 대안 설명의 자유도를 계산해야 한다. 전환 하나하나가 중요하다. 고리 하나를 빠뜨리면 측정 프로그램은 아름다운 이야기로 바뀐다.

하나의 무늬를 얻는 여러 방법

두 측정량에 편차 x_1과 x_2가 대응한다고 하자. 분산과 상관관계를 추정하여 공분산 행렬 C를 만들 수 있다. 이 행렬이 양의 정부호라면 이 이차 모멘트들을 재현하는 통상적인 양의 가우스 분포가 존재한다. 이차원에서는 다음과 같이 쓴다.

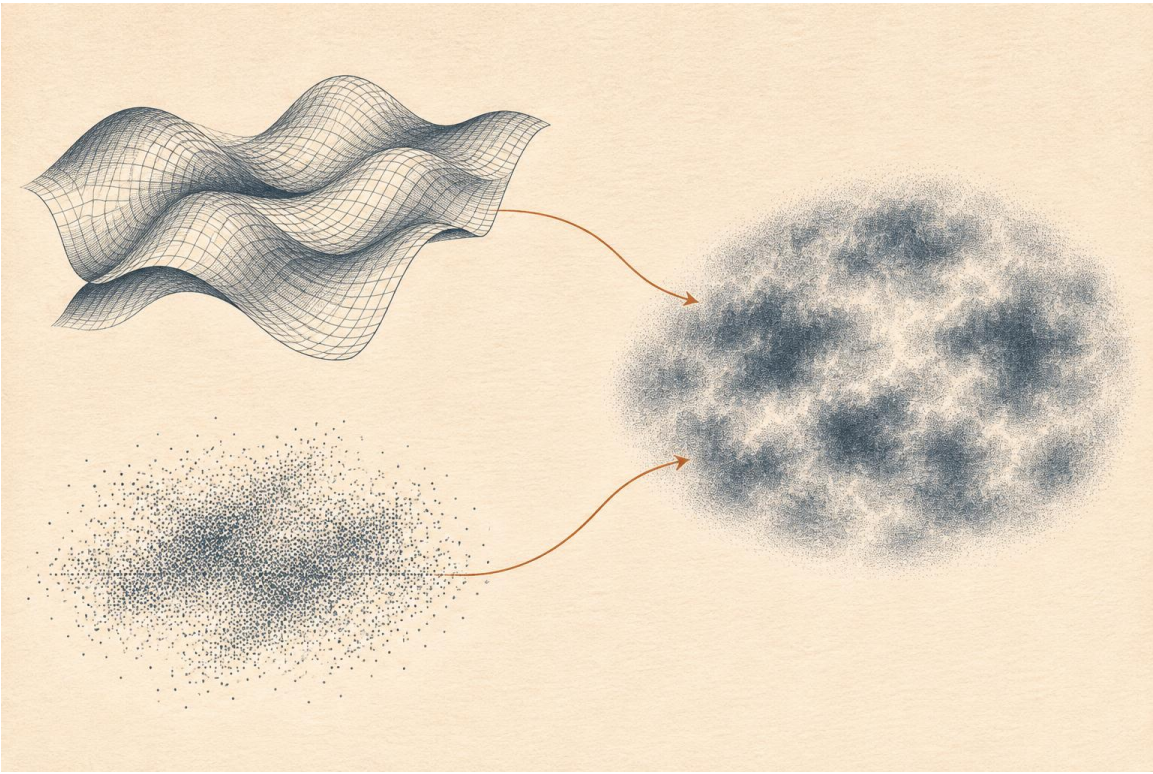
$$P(\mathbf{x}) = \frac{\exp[-\mathbf{x}^{\mathsf{T}} C^{-1} \mathbf{x}/2]}{2\pi\sqrt{\det C}}.$$

이 식이 우주론 전체를 기술하는 것은 아니다. 가우스적인 이차 모멘트들의 측정 집합만으로 양자적 해석을 선택해야 하는 것은 아니라는 좁은 논리적 사실을 확립한다. 같은 행렬을 갖는 고전 확률변수들을 구성할 수 있다. 행렬이 퇴화되어 있으면 분포를 더 작은 부분공간에 정의한다. 정보가 불완전하다는 핵심 결론은 그대로다.

우주론에서는 섭동의 공간 모드 진폭들이 이런 양들의 집합 역할을 한다. 파워 스펙트럼은 그 이점 상관관계를 기술한다. 그 성공은 팽창과 구조 형성 모형을 검증하는 데 매우 중요하다. 하지만 '분포는 어디서 왔는가?'라는 질문은 '공분산은 무엇인가?'보다 더 많은 정보를 담는다. 하나의 통계적 단면은 서로 다른 상태 준비 기제들과 양립할 수 있다.

양자적 기술은 관측량의 대수에서도 다르다. 좌표와 운동량은 서로 교환하지 않는 연산자로 나타낸다. 대칭화한 곱은 통상적인 통계적 모멘트와 비교할 수 있지만, 연산자의 순서를 바꾸는 일을 언제나 수의 순서를 바꾸는 일로 대체할 수는 없다. 계산이 차이가 드러나지 않는 양들만 사용한다면, 자료와 잘 맞는다는 사실로 그 대수의 접근 불가능한 부분까지 검증한 것은 아니다.

고전적인 경쟁 모형을 미리 명시해야 한다. 가우스 초기 조건을 갖는 자유장일 수도, 주어진 분포를 갖는 상호작용 장일 수도, 특별히 맞춘 비국소 상관관계를 갖는 훨씬 자유로운 모형일 수도 있다. 첫째를 배제해도 셋째가 자동으로 배제되지는 않는다. 대안에 더 많은 자유를 허용할수록 더 강한 가정이나 더 많은 독립 관측이 필요하다.



판화 15. 하나의 통계적 흔적과 여러 설명. 서로 다른 상태 준비 방식도 접근 가능한 두 점 상관관계에서는 일치할 수 있다. 그러므로 파워 스펙트럼을 성공적으로 기술해도 모든 고전적 경쟁 모형이 배제되지는 않는다. 판화는 역문제의 모호함을 비유한다. 추가 관측량에서 구별 가능성을 찾고, 신호의 전파와 각 대안의 자유도를 고려한 뒤 검증해야 한다.

양자 상태는 어떻게 무작위 장처럼 보이게 되는가

팽창하는 동안 모드 진폭과 그 정준 켤레변수 사이의 관계가 바뀐다. 적절한 기술에서는 강한 압착이 나타난다. 위상공간의 방향에 따라 불확실성이 극도로 불균등하게 분포하는 것이다. 한 양의 불확실성이 크고 다른 양의 불확실성이 작다고 양자 법칙이 더는 작용하지 않는 것은 아니다. 접근 가능한 관측이 주로 상태의 특정 부분을 볼 수 있다는 뜻이다.

폴라르스키와 Starobinsky는 강하게 감쇠하는 모드를 무시하면 해당 영역에서 우주론적 섭동을 고전적인 확률 과정으로 어떻게 기술할 수 있는지 연구했다. 마르탱과 벤냉은 이후 여러 고전적 대체에서 어떤 상관관계와 양자적 특성이 사라지는지 검토했다. 특히 특정 두 점 함수를 재현한다고 해서 전체 양자 상태가 재현되는 것은 아니다. 이런 결과를 사용할 때에는 근사 조건을 보존해야 하며, 다른 관측량을 찾는 일을 전반적으로 금지하는 근거로 삼아서는 안 된다. [95] [96]

위상평면에서 길고 좁게 모인 점구름을 생각해 보자. 기기가 긴 방향에만 민감하면 두께가 다른 두 점구름 모형이 같아 보일 수 있다. 이는 측정의 한계에 대한 유용한 기하학적 비유다. 다만 점구름의 모양 자체가 각 점을 모든 양자 관측량의 동시에 확정된 값이라고 알려 주지는 않는다. 바로 여기서 통계적 그림이 물리적 의미를 슬며시 대체할 수 있다.

전환의 다른 부분은 환경과 관련된다. 선택한 장파장 모드를 기술할 때 나머지 자유도에 대해 부분대각합을 취하여 명시적 고려에서 제외할 수 있다. 얻어진 축약 밀도행렬에는 전체 계의 모든 상관관계가 들어 있지 않다. 접근 가능한 간섭항들이 억제되면 관측 부분은 통계적 혼합처럼 행동하기 시작한다. 이 조작에는 의식 있는 관측자가 필요하지 않다.

엘리엇 넬슨은 인플레이션 동안 중력의 비선형성과 고려하는 모드가 다른 모드에 결합하면서 생기는 구체적인 결어긋남 기제를 제시했다. 이 연구의 의의는 상호작용을 명시하고 축약 동역학을 계산할 수 있게 했다는 데 있다. 이를 모든 우주론 모형이 같은 속도로 결어긋난다거나 측정의 모든 문제가 이로써 해결되었다는 주장으로 바꾸어서는 안 된다. [97]

눈에 보이는 간섭의 억제가 운동 법칙의 차이를 지우지는 않는다. 초기 기술에 양의 고전 분포를 사용할 수 있더라도, 이후의 비선형 시간 발전은 모멘트를 다르게 바꿀 수 있다.

독립적인 계산이 가능할 만큼 작은 계에서 이 생각을 검증해 보자. 이런 예가 우주 관측을 대체하지는 않지만 초기 일치를 영원한 동등성과 혼동하지 않도록 돕는다.

비선형 동역학의 대조 계산

해밀토니안 $H=p^2/(2m)+\lambda q^4/4$를 갖는 좌표 q와 운동량 p를 하나씩 생각하자. 초기 양자 상태는 보조 조화진동자를 기준으로 한 결맞음 상태로 고른다. 그 위그너 함수는 양의 가우스 함수다. 같은 양의 분포를 고전 앙상블의 초기 조건으로 정한다. 그러면 초기 시점의 대칭화한 모멘트가 일치하며, 아래에서 필요한 모멘트도 포함된다. 운동을 시작시키는 해밀토니안 자체는 두 계산에서 같다.

모얄 형식은 위상공간에서 양자 동역학을 쓴다. 이 퍼텐셜에서는 고전 리우빌 방정식에 운동량에 대한 삼계도함수 항이 더해진다. 여기서는 퍼텐셜의 더 높은 도함수들이 영이 된다. 이는 양자역학의 알려진 귀결이다. [98]

$$\partial_t W = -\frac{p}{m}\partial_q W + V'(q)\partial_p W - \frac{\hbar^2}{24}V^{(3)}(q)\partial_p^3 W, \qquad V=\frac{\lambda q^4}{4}.$$

이제 방정식에 p^3을 곱해 위상공간에 대해 적분하자. 초기 가우스 상태에서는 경계항이 사라진다. 세 차례 부분적분하면 양자 보정의 부호가 양으로 나온다. 초기 분포가 같을 때 다음을 얻는다.

$$\left.\frac{d\langle p^3\rangle_Q}{dt}\right|_0 - \left.\frac{d\langle p^3\rangle_C}{dt}\right|_0 = \frac{\hbar^2}{4}\langle V^{(3)}\rangle_0 = \frac{3}{2}\hbar^2\lambda\langle q\rangle_0.$$

이 책을 위해 독립적인 수치 검증을 수행했다. 임의 단위 ħ=m=1에서 λ=0,2, 평균 q_0=0,7과 p_0=0,2를 쓰고 두 분산은 모두 1/2로 두었다. 고전 도함수는 가우스–에르미트 구적법으로, 양자 도함수는 행렬 교환자 $(i/\hbar)\langle[H,p^3]\rangle$로 계산했다. 각각 −0,451332와 −0,241332를 얻었다. 차이 +0,21은 유도한 식과 일치한다.

수치 검증에서는 진동자 기저의 크기를 24에서 48, 96상태로 늘렸다. 식과의 최대 절대 차이는 1,67 × 10−16이었고, 이차 퍼텐셜을 사용한 대조에서는 차이 2,22 × 10−16을 얻었다. 소스 코드와 매개변수, 결과는 계산 자료 묶음에 제시한다. 이는 모멘트 하나의 초기 도함수를 검증한 것이며 이후의 전체 시간 발전을 검증한 것은 아니다.

이 예가 보여 주는 범위는 명확하다. 초기 대칭화 모멘트가 일치해도 이 고전적 비교에서 비선형 동역학의 일치가 보장되지는 않는다. 우주론적 신호의 크기를 확립하지도, 다른

초기 조건이나 법칙을 갖는 모든 고전 모형을 배제하지도 않는다. 유용한 후속 방향은 원시 섭동 모형에서 비슷하게 통제된 차이를 찾아 관측량에 이를 때까지 추적하는 것이다.

상호작용이 흔적을 남기는 곳

자유 가우스장에서는 많은 통계적 성질이 이점 함수로 정해진다. 상호작용은 모드들을 연결하므로 고차 상관관계가 정보를 갖게 된다. 비스펙트럼은 파동벡터들이 닫힌 삼각형을 이루는 세 모드와 관계된다. 그 삼각형의 변과 각도에 대한 의존성은 기제들을 구별하는 데 도움이 된다. 그러나 '비가우스성' 자체가 '입증된 양자성'을 뜻하지는 않는다. 비선형 고전 동역학도 비가우스 분포를 만든다.

완전히 정해진 두 시간 발전을 비교해야 한다. 예측한 비스펙트럼들의 차이를 ΔB로 표기하자. 이는 진단에 쓰는 양의 표기이지 새로운 자연법칙이 아니다.

$$\Delta B_\zeta(k_1,k_2,k_3;\tau_0) = B_\zeta^{Q}(k_1,k_2,k_3;\tau_0) - B_\zeta^{C}(k_1,k_2,k_3;\tau_0).$$

양쪽에서 작용과 매개변수, 초기 대응 시각 τ_0, 초기 통계를 정하는 규칙을 고정한다. 그렇지 않으면 단순히 다른 방식으로 준비한 계들을 비교하여 차이가 생길 수 있다. 결과마다 초기 비스펙트럼을 새로 선택하도록 고전적 기술에 허용한다면 이는 다른 연구 과제다. 그런 자유가 물리적으로 허용되려면 어떤 추가 가정이 필요한지 평가해야 한다.

대니얼 그린과 라파엘 포르투는 국소성과 고전 대안에 대한 특정 가정 아래, 접힌 운동량 배치의 특징을 포함한 상관함수의 해석적 구조로 양자 기원의 징후를 찾자고 제안했다. 철학적으로 들리는 질문을 계산 가능한 함수의 형태와 연결한다는 점에서 중요한 설정이다. 논증의 조건은 주장 자체에 속하므로 관측에 적용할 때 버려서는 안 된다. [99]

기예르모 바예스테로스, 헤수스 감빈 에헤아, 알레한드로 페레스 로드리게스의 논문 「인플레이션 요동의 고전적 및 양자적 시간 발전」, 2026년 십일월 4일자 v2에서는 유한한 초기 시점에 맞추어 비교했다. 저자들은 나무 수준의 스칼라 비스펙트럼과 한 고리 텐서 스펙트럼의 차이를 연구한다. 중요한 단서는 이런 설정의 고전적 시간 발전이 반드시 접힌 배치의 극점을 만들어야 하는 것은 아니라는 점이다. 결과는 상호작용과 초기 조건을 맞추는 시점에 의존한다. 효과의 관측 가능성을 보장하는 예측은 아니다. [100]

이는 연구의 최전선이 어떻게 발전하는지 보여 주는 좋은 예다. 초기값 문제의 설정이 바뀌면서 양자성의 징표에 관한 강한 아이디어가 더 정밀해진다. 따라서 이 책의 연구

구상은 한 가지 신호 형태를 보편적인 것으로 굳혀서는 안 된다. 전제를 명시한 비교들을 구성하고, 허용되는 기술 방식의 변화에도 어떤 차이가 남는지 밝혀야 한다. 보편적인 징표가 없다는 결과조차 다음 탐색의 범위를 좁힌다.

벨을 언급하는 것만으로 부족한 이유

실험실의 벨 부등식 검증은 여러 측정 설정에서 얻은 결과들의 상관관계를 대조한다. 우주론에는 특별한 난점이 있다. 실험실 분석기의 방향처럼 초기 조건을 바꿀 수 없다는 점이다. 후기 하늘 영상 하나에 선택한 검증에 필요한 모든 대안적 측정이 자동으로 들어 있지는 않다. 부등식을 쓰기 전에 입력 변수와 가정들의 물리적 의미를 정해야 한다.

말다세나는 우주론적 상관관계에 벨 부등식과 관련된 설정을 적용할 수 있는 특별한 인플레이션 모형을 구성했다. 이는 주어진 구성 안에서 원리적 가능성을 입증한다. 완성된 측정 절차처럼 임의의 우주 배경복사 지도에 옮겨 적용할 수는 없다. [101]

또한 현재 광자의 양자적 성질을 검증하면 그 광자의 상태와 선택한 실험에 대한 질문에 답하게 된다. 이를 원시 섭동과 연결하려면 상태 준비와 상호작용, 상관관계의 전달, 필요한 관측량에 대한 접근 가능성을 추적해야 한다. 긴 사슬의 마지막 양자 단계가 첫 고리의 양자성을 자동으로 확립하지는 않는다. 이 연결은 따로 증명해야 한다.

제안하는 프로그램에서는 먼저 제한된 모형군 안에서 구체적으로 구별 가능한 예측을 찾는 편이 유용하다. 모든 고전적 설명의 보편적 배제는 더 강한 목표다. 첫 연구가 특정 초기 조건의 특정 고전 동역학만 정직하게 반박하더라도 중요할 수 있다. 결과의 크기는 제목의 요란함이 아니라 유도의 완결성으로 정해진다.

대조 예시에서 연구 프로그램으로

제안하는 연구의 첫 단계는 재현 가능한 자유장 극한이다. 선택한 인플레이션 작용에 대해 양자 대칭화 상관함수와 그에 맞춘 가우스 앙상블의 고전적 진화를 계산한다. 이론이 일치를 예측하는 곳에서는 프로그램이 그 일치를 보여야 한다. 이런 대조가 없으면 상호작용을 켰을 때의 차이를 서로 맞지 않는 정규화, 푸리에 변환의 관례, 초기 상태의 오류와 쉽게 혼동할 수 있다.

둘째 단계에서는 명시한 약한 상호작용 하나를 켠다. 필요한 곳에서 동일한 절단과 재규격화 규칙을 쓰며 같은 차수의 양자 및 고전 기여를 계산한다. 버린 보정이 조사하는

차이보다 작은 영역에서 매개변수를 고른다. 그 영역 밖의 큰 불일치는 강력한 신호가 아니다. 두 계산 모두에 대한 통제력을 잃었다는 뜻일 수 있다.

셋째 단계는 초기 대응 시각에 대한 의존성이다. 초기 상태의 물리적 근거와 함께 그 시각을 바꾸어야 한다. 어떤 결과가 선택한 계의 준비 방식을 반영하고, 어떤 결과가 허용된 준비 방식들의 집합에 대해 견고한지 밝혀야 한다. 이 전제를 바꾸어 차이가 사라진다면 그 결과도 발표해야 한다. 이로써 미래 실험이 무엇을 측정할 수 있는지 드러난다.

다음에는 원시 신호를 관측량으로 옮기는 대응을 만든다. 우주론적 섭동은 뜨거운 플라스마와 구조 형성, 빛의 전파를 거친다. 이 과정들은 상관관계의 형태를 섞고 자체적인 비가우스성을 만들 수 있다. 따라서 원시 장의 ΔB를 데이터와 직접 비교하는 것만으로는 대체로 부족하다. 동일한 관례 아래 전달 함수와 후기 기여를 계산해야 한다.

여기서 인공지능이 할 수 있는 작업에는 명확한 성공 기준이 있다. 서로 독립적으로 구현한 적분 계산을 비교하고, 놓친 삼각형 구성을 찾고, 극한의 경우를 검증하며, 방해 매개변수에 덜 민감한 관측량 조합을 추릴 수 있다. 비교를 미리 정의하지 않고 '가장 양자적인 그림'을 고르는 일을 맡겨서는 안 된다. 그러면 최적화는 물리적 증거 대신 모의실험 프로그램이나 자료 집합의 특성을 찾아낼 것이다.

유용한 첫 결과는 제한된 모형 몇 개와 대조 해들, 구별 불가능한 영역 목록을 포함한 공개 패키지다. 새 근본 이론이라고 주장하지 않는다. 가정한 우주론적 징후의 어느 부분이 독립 계산에서도 살아남는지 검증할 수 있다는 것이 가치다. 이 장의 진동자 예는 대조 검증의 형식을 보여 준다. 완전한 인플레이션 패키지를 여기서 만든 것은 아니다.

어떻게 검증할 것인가

물리적 검증은 관측량과 대안 모형군을 선택하는 데서 시작해야 한다. 예를 들어 연구자는 원시 비스펙트럼의 형태와 허용 초기 상태, 제한된 상호작용 집합을 정할 수 있다. 이를 관측량으로 전달한 뒤 우주 배경복사의 온도 및 편광이나 물질 분포에 대한 예측을 만든다. 관측 경로는 익숙한 미래 망원경 목록이 아니라 계산한 신호의 형태에 따라 선택한다.

이어 실제 측정의 작동을 모형화한다. 접근 가능한 하늘 영역과 해상도, 잡음, 마스크, 천체물리학적 방해 요인, 교정 오차를 포함한다. 이런 조건은 삼각형 배치에서 흥미로운 부분을 지우거나 후기 효과와 축퇴되게 만들 수 있다. 이 계산 전에는 이론적 차이가 영이

아니어도 검출 가능성을 주장할 수 없다. 영이 아닌 신호와 측정 가능한 신호는 서로 다른 기준이다.

제안하는 분석은 참된 모형을 알고 있는 모의 데이터로 검증해야 한다. 고전 신호와 선택한 모형의 양자 신호, 예정된 방해 요인들을 각각 데이터에 넣는다. 절차가 통상적인 비선형 기여를 체계적으로 양자적이라고 판정한다면 실제 하늘을 분석하기 전에 수정해야 한다. 알고리즘이 무관한 특성으로 시뮬레이터를 알아보지 못하도록 학습 및 검증 매개변수들을 나눈다.

여러 관측 조사를 함께 사용할 때에는 공통 우주 모드와 공통 오차 원인을 고려해야 한다. 같은 하늘 영역을 두 번 조사해도 독립적인 우주 두 개가 생기지는 않는다. 서로 다른 관측량의 결과 일치는 모형이 어떤 연결을 예측하는지 미리 계산했을 때 유용하다. 채널마다 독립적인 진폭을 맞추도록 허용하면 이 검증은 약해진다.

유의성을 평가하기 전에 실패 조건을 고정해야 한다. 차이가 수치 오차이거나 서로 양립하지 않는 초기 조건에 의존하거나 통제하지 못한 다음 차수의 기여보다 작다면, 이론 프로그램은 자체 대조 검증을 통과하지 못한다. 명시한 가정 아래 예측한 상관관계 집합이 데이터와 맞지 않으면 관측 가설을 기각한다. 신호가 없다는 것은 상호작용이나 초기 상태를 제약할 수 있지만 초기 세계 전체가 고전적이라고 증명하지는 않는다.

반대 결과도 정확히 표현해야 한다. 검출한 형태가 선택한 고전 모형과 모순된다면 결론은 그 모형과 검증한 대안들에 해당한다. 원시 양자성을 주장하려면 어떤 추가 고전 설명들을 어떤 물리적 근거로 배제했는지 보여야 한다. 이런 주의는 발견의 전망을 약화하지 않는다. 정확히 무엇을 발견했는지 이해할 수 있게 한다.

우주 무늬의 양자적 기원이라는 질문은 이 책의 구상에 특히 잘 맞는다. 이해하기 쉬운 통계의 일치에서 출발해 실제 수행한 작은 계산을 거쳐, 상호작용 장과 미래 측정의 설계로 이어진다. 단계마다 부정적인 결과를 포함한 명확한 결과를 얻을 수 있다. 이 사슬에서 이론가와 관측자, 계산 시스템의 공동 작업으로 이어 갈 연구 방향이 나온다.

제13장

뜨거운 시작 이전

우주가 뜨겁고 밀도가 높은 단계를 거쳤음을 확인하면, 그보다 앞선 시기에 관한 질문을 던질 수 있다. 이 상태는 어떤 과정으로 생겼는가? 그에 앞서 급팽창이 있었는가? 팽창 전에 수축이 있었을 수 있는가? 우리가 복원하는 역사와 함께 익숙한 시간 자체도 생겨났는가? 이 질문들은 서로 다른 기술 수준에 속한다. 하나의 답이 다른 질문들의 답으로 자동으로 이어지지는 않는다.

뜨거운 단계의 시작을 존재의 절대적인 시작과 혼동하기는 특히 쉽다. 전자는 특정 물리적 영역에 관한 것이다. 후자는 현재의 기술이 아직 마련되지 않은 영역까지 모든 가능한 영역에 대한 주장을 요구한다. 이전 역사를 연구하려면 먼저 일반적인 '시작'이라는 말을 정확한 질문으로 바꾸는 편이 좋다. 선택한 모형에서 어떤 양이나 기하학, 인과 관계가 더 이상 연장되지 않는가?

모형의 한계와 세계의 시작

팽창을 거꾸로 추적하면 통상적인 물질의 밀도가 높아지고 온도가 오른다. 일부 고전적 해에서는 이 경로가 특이점으로 이어진다. 수학적 기술은 무한히 작은 공이라는 이미지보다 섬세하다. 주어진 기하 구조에서 자유롭게 움직이는 입자나 빛의 궤적인 측지선은, 입자의 유한한 고유시간 또는 광선을 따른 유한한 아핀 매개변수 뒤로 더 연장되지 못할 수 있다. 아핀 매개변수는 자유 운동 방정식과 일관되게 정해지며, 빛의 고유시간이 아니다. 빛에는 고유시간이 없다. 불완전하다는 것은 모형이 경로를 어디로 이어야 하는지 더 이상 답하지 못한다는 뜻이다.

이것이 세계가 창조된 물리적 사건의 기술은 아직 아니다. 끊긴 궤적은 선택한 시공간 영역의 불완전성이나 다른 동역학의 중요성, 고전적인 기하학 개념 자체의 한계를 뜻할 수 있다. 가능성들을 구별하려면 연장을 구성하고 그 일관성을 검증해야 한다. 경계가 최종적이라고 선언하는 것으로 이 작업을 대신할 수는 없다. '다른 세계가 있었다'는 말로 경계를 임의로 없애도 물리학이 정해지지는 않는다.

보르드–구스–빌렌킨 정리는 인플레이션을 과거로 무한히 연장하려는 특정 시도들을 제약한다. 적절한 측지선을 따라 평균 팽창이 양이라는 조건이 성립하면 해당 기술은

과거에 불완전하다. 현재 팽창한다는 것만으로 이 조건이 보장되지는 않는다. 고려하는 경로를 따른 역사가 중요하다. 논증은 운동학적이며 통상적인 에너지 양성 조건을 필요로 하지 않는다. 결과는 모형의 궤적과 전제들에 관한 것이다. 과거 경계의 기제를 선택하지도, 절대적인 무에서 생겨났음을 증명하지도 않는다. [102]

따라서 앞선 수축을 갖는 모형에서는 제안한 연장 전체에서 정리의 조건이 성립하는지 확인해야 한다. '순환적'이라는 이름만으로 문제가 해결되었다고 볼 수는 없다. 마찬가지로 기술에 양자라는 말이 들어가도 고전적 경계가 실제로 제거되었다는 보장은 없다. 명확한 변수들과 그 변화 법칙, 새로운 기술로부터 관측 우주론을 다시 얻을 수 있는 영역이 있어야 한다.

역사를 국소적으로 연장하는 것과 그렇게 얻은 상태 사슬 전체를 설명하는 것은 구별하는 편이 좋다. 전자는 특정 지점의 장애물을 없애지만, 후자는 이전 단계의 조건도 정당화해야 한다. 그 조건들이 관측 가능한 귀결과 연결될 때 연장에 과학적 가치가 생긴다. 새로운 시대가 섭동의 초기 통계를 바꾼다면 하늘과 비교할 대상이 생긴다. 이름만 붙인 것이라면 설명은 아직 나아가지 않았다.

바운스는 섭동도 견뎌야 한다

바운스 모형에서는 척도인자가 영이 아닌 최솟값에 도달할 때 수축이 팽창으로 바뀐다. 이때 공간은 여전히 무한할 수 있다. 팽창률 H는 처음에 음이었다가 영을 지나 양이 된다. 이 간단한 순서만으로도 동역학에 제약이 생긴다. 일반상대성이론의 공간적으로 평탄하고 균일한 모형에서 빛의 속도를 일로 두면 다음 관계가 성립한다.

$$\dot{H} = -\frac{\rho + p}{2M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

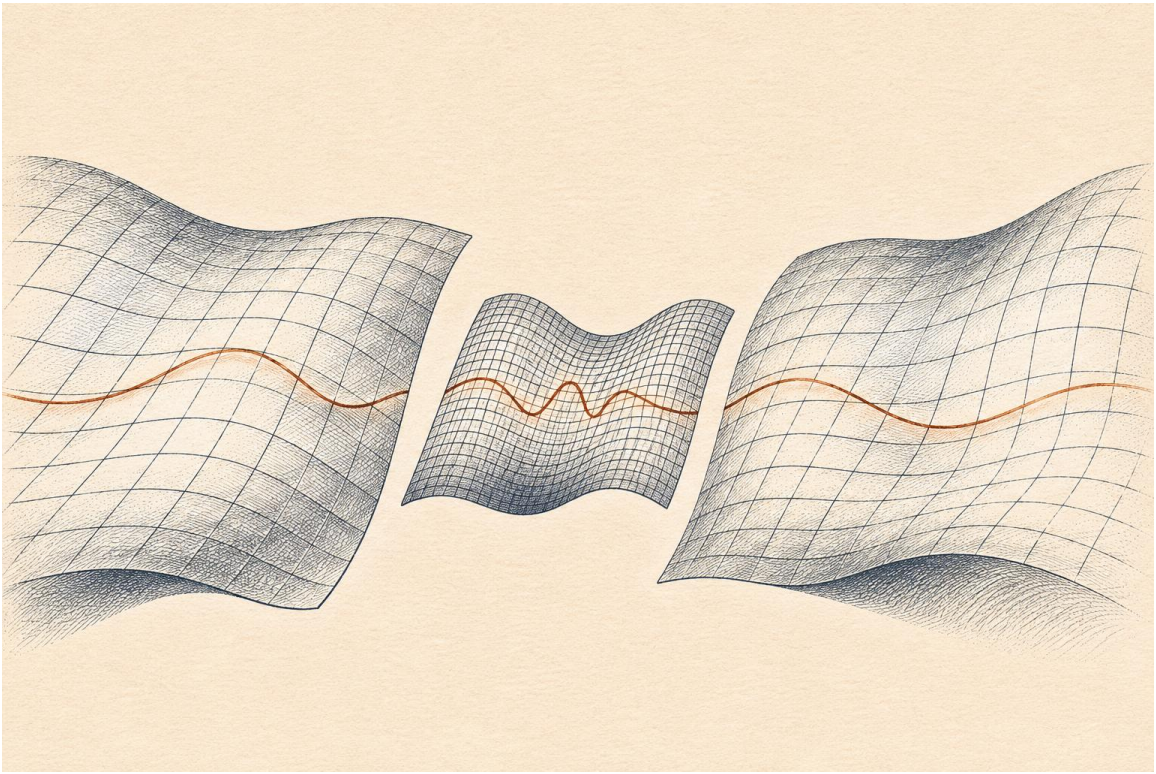
여기서 ρ는 총에너지 밀도, p는 압력, M_{Pl}은 환산 플랑크 질량이다. 밀도와 압력의 합이 음이 아니면 H는 영을 지나 증가할 수 없다. 따라서 이런 설정에서 바운스를 얻으려면 중요한 전제 중 적어도 하나를 바꾸어야 한다. 다른 기하학이나 다른 물질 구성, 수정된 중력 동역학이 가능하다. 각 선택에는 고유한 대가와 적용 조건이 있다.

아슈테카르, 파블로프스키, 싱의 루프 양자우주론에서는 질량 없는 스칼라 장을 갖는 공간적으로 평탄하고 등방적인 모형에서 특이점이 양자 바운스로 대체되었다. 장은 내부 시간으로 사용되었다. 외부 시계를 도입하지 않고 변화하는 장의 값으로 상태들에 번호를

붙이는 것이다. 시간 발전은 해석적 및 수치적으로 연구되었다. 이는 자유도를 크게 줄인 양자 모형의 구체적 결과다. 실제 불균일한 우주에 결론을 적용하려면 별도의 연구가 필요하다. [103]

다음 단계는 특히 중요하다. 이상적인 균일성에서 조금 벗어난 상태도 바운스를 통과해야 한다. 척도인자의 아름다운 그래프가 불안정성을 감출 수 있다. 어떤 섭동은 빠르게 자라고, 다른 섭동은 사용한 근사를 더 이상 따르지 않을 수 있다. 운동에너지의 부호, 공간적 불균일의 전파, 섭동 자체가 배경에 미치는 영향을 검증해야 한다. 섭동이 배경에 견줄 만큼 커지면 선형 계산만으로 전환이 매끄럽다고 확인할 수 없다.

계산하기 쉽다는 이유만으로 한 양자이론의 편리한 배경 곡선에 다른 이론의 섭동을 더해서는 안 된다. 이들은 서로 양립하는 기술에서 나와야 한다. 뜨거운 단계로 넘어갈 때에도 일관성이 필요하다. 입자의 생성 방식과 에너지 전달이 예측한 척도들을 바꿀 수 있기 때문이다. 바로 여기서 앞선 세계라는 생각이 어렵지만 구체적인 물리적 과제들의 집합이 된다.



판화 16. 바운스 가설과 섭동의 운명. 바운스 시나리오에서는 척도인자가 영이 아닌 최솟값에 도달할 때 수축이 팽창으로 바뀐다. 공간의 개략적인 부분들을 그린 것으로 우주 전체의 외적 크기를 뜻하지 않는다. 가늘고 불균일한 선은 핵심 조건을 상기시킨다. 섭동은 일관된 동역학 안에서 전환을 통과해야 한다. 우리 우주 역사에 그런 단계가 존재했다는 사실은 확립되지 않았다.

공동 제약의 실질적인 예가 있다. 먼지 같은 수축 뒤에 바운스가 일어나는, 조사된 단일장 모형군에서는 스칼라 섭동을 키워 텐서 파워와 스칼라 파워의 비를 낮추려 할 때 비가우스성이 함께 커졌다. 한 관측상의 어려움을 해결하자 다른 어려움이 생겼다. 결과는 초기 진공, 선택한 물질, 동역학에 의존하므로 모든 바운스를 금지하지는 않는다. 대신 파워와 텐서, 삼점 상관관계를 함께 검증해야 하는 이유를 보여 준다. [104]

바운스가 반드시 무한한 순환의 일부인 것은 아니다. 수축에서 팽창으로 한 번 전환했다고 역사가 다음에 어떻게 돌아갈지는 알 수 없다. 반복에는 추가 조건이 필요하고, 연속된 단계들을 통한 에너지와 엔트로피 수송은 따로 계산해야 한다. 척도인자를 최솟값 너머로 연장할 수 있다는 것은 여러 과제 중 하나를 해결한 것이다.

경계 상태와 시간의 문제

통상적인 이전 시대를 찾는 것만으로는 부족한 접근들도 있다. 양자우주론에서는 기하학 자체가 양자적 기술의 일부가 된다. 그때 익숙한 시간은 근사적으로 고전적인 역사가 허용되는 영역에서만 나타날 수 있다. 더 근본적인 상태에 대한 질문은 여전히 의미 있지만, 추가 근거 없이 이를 외부 시계상의 사건 순서로 옮길 수는 없다.

하틀–호킹 제안은 적절한 콤팩트 기하학들에 대한 합으로 우주의 파동함수를 정한다. 파동함수는 가능한 기하학과 장 상태들의 양자 진폭을 정하며, 주어진 규칙에 따라 그 진폭에서 확률을 얻는다. 원래의 정식화는 단순화한 모형들에서 연구한 양자 상태 선택 방법이다. 계산에 들어가는 기하학들이 실제 과정의 연속된 장면일 필요는 없다. 따라서 이런 구성에 통상적인 과거 경계가 없다고 해서 비존재에서 존재로의 전환을 기록한 것과 같지는 않다. [105]

관측 예측은 동역학 이론과 허용 배치, 진폭 계산 방식, 관측 확률을 얻는 규칙을 정했을 때 생긴다. 이어서 어떤 조건에서 근사적인 고전 시공간이 나타나는지 밝혀야 한다. 그러면 예를 들어 서로 다른 섭동을 갖는 역사들의 가중치를 비교할 수 있다. 경계 제안은 이 가중치들과 그를 통한 접근 가능한 통계를 제약하는 만큼 검증할 수 있다.

여기서는 언어를 엄밀하게 쓰는 태도가 유용하다. ‘창발하는 시간’은 다른 모든 사건보다 먼저 일어난 사건이 아니라, 어떤 영역에서 편리한 변수가 나타난다는 뜻일 수 있다. 더 근본적인 양 사이의 수학적 의존 관계가 반드시 시간적 원인과 결과 관계일 필요는 없다.

'이전'이라는 말의 뜻을 유지하려면 먼저 모형 안에 비교하는 상태들을 잇는 공통 순서가 존재하는지 밝혀야 한다.

성공적인 경계 제안도 유일한 고전 역사를 줄 필요는 없다. 확률분포를 정할 수 있다. 그러면 검증 대상은 그 분포와 관측 귀결이다. 하늘을 살펴본 뒤 가장 매력적인 결과를 고르면 검증이 약해진다. 이론은 미리 정한 규칙 아래 바로 이런 데이터를 얻는 것이 얼마나 자연스러운지도 설명해야 한다.

과거는 현재에 얼마나 남는가

뜨거운 단계 이전의 섭동은 이후의 진화를 거치며, 적절한 조건에서만 접근 가능한 척도 범위에 놓인다. 충분히 긴 인플레이션은 관심 있는 흔적을 관측 영역 밖으로 늘려 놓을 수 있다. 일부 특징은 전달 과정에서 평탄해지고 다른 특징은 후기 과정들과 섞인다. 따라서 흔적이 없는 것은 검출기의 부족이 아니라 역사 자체의 성질일 수 있다.

렌즈 효과 보정 전의 온도 및 E 편광 스펙트럼에 대한 선형 스칼라 기여는 원시 파워와 다음 관계를 갖는다.

$$C_\ell^{XY} = 4\pi \int d\ln k\, \mathcal{P}_\zeta(k)\, \Delta_\ell^X(k) \Delta_\ell^Y(k), \qquad X, Y \in \{T, E\}.$$

여기서 T는 온도, E는 편광 성분이고, ℓ은 각도 척도에 번호를 붙인다. 큰 ℓ은 더 미세한 구조에 해당한다. 좌변의 스펙트럼은 무늬들의 파워와 상호 관계를 기술한다. 함수 Δ는 초기 섭동을 관측 무늬로 옮긴다. 적분은 하나의 측정값에 많은 초기 척도의 기여를 모은다. 따라서 유한한 측정 집합은 원시 스펙트럼을 제약하지만 모든 세부 사항을 드러내지는 못한다. 어떤 변화들은 적분 후 서로 상쇄된다. 서로 상쇄하는 두 스펙트럼이 물리적으로 허용되는지는 따로 증명해야 한다. 수학적으로 상쇄가 가능하다는 것만으로는 부족하다.

가장 큰 각도에서는 우주 분산이 더해진다. 하나의 하늘에서 접근 가능한 모드 수는 한정되어 있다. 잡음을 완벽히 없애도 같은 우주의 추가 실현이 생기지는 않는다. 편광은 실제로 정보를 더하지만 그 이득은 매개변수와 온도와의 상관관계에 달려 있다. 따라서 측정량의 수가 늘어난다고 이전 역사 전체에 대한 지식이 똑같이 개선되는 것은 아니다. [7]

서로 다른 통계의 연결은 복원에 도움이 되지만 그 자체도 경쟁 모형들과 비교해야 한다. 구조의 기원을 다룬 장에서는 인플레이션 중 음속 변화가 만든 파워와 비스펙트럼의 상관된 특징들을 이미 보았다. 여기에는 바운스가 필요하지 않다. 이런 조합은 먼저 특정

유형의 초기 동역학을 가리킬 것이다. 그 이전에 수축이 있었다고 결론 내리려면 추가 차이가 필요하다. [89]

여기서 지식의 한계를 정확히 표현할 수 있다. 두 모형이 접근 가능한 모든 관측량에 대해 같은 분포를 준다면 같은 데이터를 처리하여 둘 중 하나를 고를 수는 없다. 모형들이 다르게 예측하는 새 관측량이나, 독립적인 근거를 갖는 모형군 제한이 출구가 될 수 있다. 숨은 시대에 대한 이야기를 더 자세히 한다고 정보가 늘어나지는 않는다.

어떻게 검증할 것인가

실용적 연구 프로그램에서는 완전히 정해진 바운스 모형 하나와 바운스가 없는 구체적 경쟁 모형 하나를 골라야 한다. 중력 법칙과 장들, 섭동의 초기 상태, 뜨거운 단계로의 전환을 고정한다. 바운스가 인플레이션에 앞선다면 통합 계산에 두 단계의 동역학과 이후 인플레이션의 지속 시간을 포함한다. 그 기간이 이전 역사의 어떤 흔적이 접근 가능한 척도 범위에 남는지 정하기 때문이다. 비교하는 것은 이 모형들이지 '모든 시작'이나 '모든 순환' 같은 불명확한 집합들이 아니다.

먼저 배경 동역학과 섭동을 전환을 거쳐 적분한다. 이어서 일관된 작용에서 스칼라 파워와 텐서 파워, 비스펙트럼을 계산한다. 알려진 극한 영역에서, 그리고 계산 간격과 정밀도를 바꾸면서 수치 해를 검증한다. 섭동이 배경에 미치는 영향도 따로 평가한다. 바운스 영역에서 계산의 통제력을 잃는다면 편리한 해 둘을 임의로 이어 붙여 대체해서는 안 된다. 그 경우 다음 결과는 검증된 전환 동역학이어야 한다.

관측 단계에서는 우주 배경복사 온도와 편광의 다중 주파수 지도를 사용한다. 스칼라 흔적은 이용 가능한 텐서 성분 제약과 함께 검증한다. 은하 분포를 더하면 후기 중력 비스펙트럼과 천체 선별 성질을 계산한다. 초기 특징의 주요 경쟁 설명은 은하 복사와 교정 오차, 무작위 요동, 대안적인 초기 동역학이다. 이들의 매개변수는 편리한 값으로 고정하지 않고 이전 역사의 매개변수와 함께 추정한다.

실제 하늘을 분석하기 전에 두 모형과 매끄러운 기준 시나리오에 대한 모의 데이터를 만든다. 같은 마스크와 잡음, 매개변수 범위로 탐색 전체를 반복하여 바운스를 거짓으로 선호하는 빈도와 흔적의 검출 확률을 측정한다. 파워와 맞는 매개변수들이 검출 가능한 삼점 신호를 반드시 요구한다면, 그 신호의 부재는 해당 구현을 배제한다. 편리한 한 점이

아니라 남은 허용 범위 전체를 검증해야 한다. 차이가 전체 불확실성보다 작다면 달성한 정밀도에서 두 역사가 모두 남는다.

미래 장치는 살아남은 구체적인 차이에 맞추어 설계해야 한다. 필요한 각도 범위와 주파수적 순도, 편광 정확도, 접근 가능한 공간 모드 수 등이 기준이다. 흔적이 인과 경계 밖에 있거나 접근 가능한 분포에서 완전히 사라졌다면 기기 잡음을 줄여도 문제가 풀리지 않는다. 다음 계산은 나머지 매개변수와 방해 요인을 다시 추정하면서, 바운스 매개변수와 이후 인플레이션 기간에 따른 구별 가능성 지도를 만드는 것이다. 어디서 흔적이 남았지만 아직 너무 약한지, 어디서 선택한 관측 경로가 이미 구별 정보를 담고 있지 않은지 보여 줄 것이다.

제14장

시간에는 왜 방향이 있는가

뜨거워진 금속 막대는 더 차가운 방에서 식는다. 용기의 한쪽 절반에 갇혀 있던 기체는 풀려나면 가능한 전체 부피를 채운다. 검출기에 흡수된 빛은 나중에 읽을 수 있는 기록을 남긴다. 이런 과정의 물리적 흔적으로 과거와 미래를 구별할 수 있다. 한편 많은 역학 모형의 방정식은 운동을 거꾸로 나열한 순서도 허용한다. 왜 거시 세계에서는 역과정이 그렇게 드문가?

이 질문을 던지기 위해 모든 근본 상호작용이 시간 반전에 대해 엄밀히 대칭이라고 가정할 필요는 없다. 사용하는 동역학은 가역적인데 행동에는 뚜렷한 방향이 있는 계들에서 이미 난점이 생긴다. 우주론은 여기에 또 다른 과제를 더한다. 세계의 초기 상태는 왜 이후에 일어날 막대한 비가역 변화의 여지를 갖고 있었는가? 답은 어떤 엔트로피를 논하는지에 달려 있다.

거시적 특징이 같은 서로 다른 상태

온도와 부피, 압력으로 기체를 기술하면 엄청나게 많은 분자의 위치와 속도는 지정하지 않은 채 남는다. 집단적으로 측정 가능한 성질로 정한 이런 거시상태 하나에는 많은 미시상태가 대응한다. 통계적 기술에서 엔트로피는 이 집합의 크기와 관계된다. 가장 간단한 볼츠만 표기로는 다음과 같다.

$$S_{\mathrm{B}} = k_{\mathrm{B}} \ln \Omega .$$

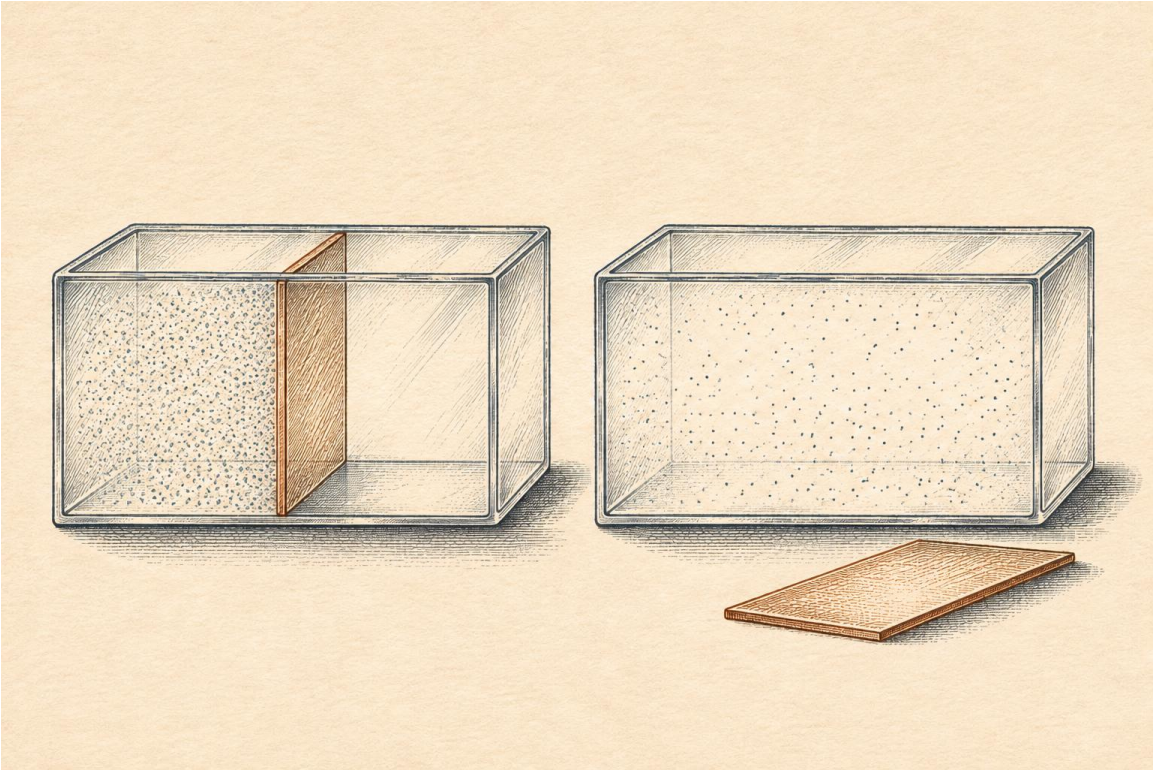
Ω는 선택한 거시상태와 양립하는 미시상태 수 또는 상태공간에서 그에 대응하도록 적절히 규격화한 부피를 나타낸다. 볼츠만 상수는 로그를 물리적 단위로 바꾼다. 어떤 성질을 고정했는지가 중요하다. 에너지와 부피, 입자 수 등의 제약이 무엇을 비교하는지 정한다. '무질서'는 일상적인 이해를 도울 수 있지만 이 정의를 대신하지는 못한다.

이상기체를 처음에는 고립된 용기 절반에 칸막이로 가두었다고 하자. 칸막이를 없애면 각 분자가 접근할 수 있는 부피가 두 배가 된다. 입자가 N개이면 공간적 경우의 수는 이의 N제곱 배로 늘고, 이에 해당하는 평형 엔트로피 변화는 N에 볼츠만 상수와 이의 로그를 곱한 값이다. 이 효과는 구체적인 제약 제거에서 나온다. 계산에 의미가 있으려면 기체가 더 혼란스러워 보여야 하는 것은 아니다.

이때 가역적인 미시 운동이 처음 기체가 있던 용기 절반에 관한 정보를 반드시 없애는 것은 아니다. 정보는 보통의 압력 측정으로 구별하지 못하는 좌표와 운동량의 복잡한 상관관계에 남을 수 있다. 필요한 모든 운동과 관계를 믿기 어려울 만큼 정밀하게 반전하면 이 모형에서 역과정이 가능하다. 통상적인 거시적 준비 방식은 그런 조정을 보장하지 않는다. 따라서 실제적인 비가역성과 바탕 방정식의 가역성은 양립한다.

다만 통계적 논증에는 초기 조건이 있다. 처음에 기체가 용기 절반에 제한되어 있었다는 점이다. 특별한 준비 없이 보통의 평형 상태를 고르면 엔트로피가 내내 뚜렷하게 증가하는 역사를 얻지 못한다. 전형적인 값 주변의 평형 요동이 예상된다. 따라서 더 확률 높은 거시상태로 향하는 경향과, 특별한 초기 거시상태의 기원을 설명하는 것은 연결되어 있지만 별개의 두 과제다.

선택한 거시적 양으로 구별되지 않는 미시상태들을 이렇게 묶는 것을 거친눈금 기술이라고 한다. 구획은 상호작용과 관측 시간에 맞추어 고른다. 온도가 유용한 것은 빠른 과정들이 많을 때 안정적인 집단적 기술이 가능하기 때문이다. 조건이 바뀌면 그 기술이 여전히 적용되는지 검증해야 한다. 특히 용기 속 기체에 쓰던 열역학 용어를 우주 전체로 옮길 때는 신중해야 한다.



판화 17. 엔트로피와 제거한 제약. 칸막이는 기체가 접근할 수 있는 공간 상태들을 제한한다. 칸막이를 없애면 허용되는 경우의 수가 늘어나지만, 가역적인 미시 동역학이 준비에 관한 정보를 반드시 파괴하는 것은 아니다. 분자는 개략적인 점들로 나타냈다. 이 그림은 용기 안 기체에 관한 것이다. 같은 비유를 우주에 적용하려면 계와 제약을 따로 정의해야 한다.

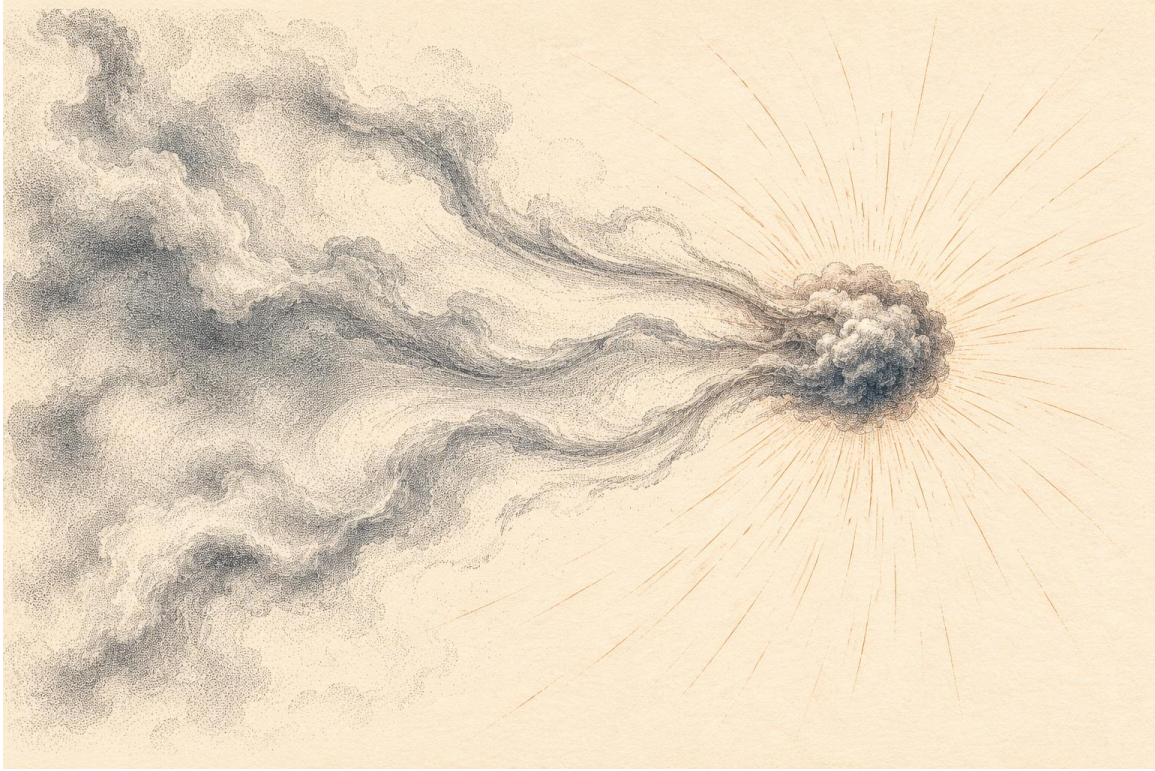
뜨거운 시작이 특별할 수 있는 이유

초기 플라스마는 많은 국소 과정에서 열평형에 가까웠다. 이 때문에 이미 가능한 최대 엔트로피를 가졌다는 인상을 받을 수 있다. 그러나 특정 입자 집합의 국소 평형이 중력을 받는 계 전체의 평형과 같지는 않다. 작은 영역을 온도계 하나로 기술할 때 포함하지 않는 물질의 공간 분포와 기하학, 자유도들이 중요하다.

중력에는 특성이 있다. 거의 균일하고 충분히 큰 계는 에너지를 방출하면서 물질이 뭉치는 방향으로 진화할 수 있다. 구름이 수축할 때 물질 자체의 엔트로피는 줄 수 있지만, 밖으로 빠져나가는 복사가 전체 엔트로피를 늘린다. 따라서 기하학적으로 더 응집된 천체가 환경까지 포함한 계에서 반드시 낮은 엔트로피의 결과인 것은 아니다. 중력이 물질의 통계에 미치는 영향과 중력장 자체의 자유도를 구별하는 것이 핵심이다. [106]

우주의 낮은 초기 엔트로피라는 말은 더 넓은 허용 상태 집합과 후속 과정들에 비해 초기 상태가 특별했다는 뜻이다. 뜨겁고 거의 균일한 물질은 이후에도 구조를 만들고

에너지를 내놓으며 큰 온도 차이를 유지할 수 있었다. 이때 '전체의 엔트로피'라는 수를 얻으려면 계와 비교 측도를 정의해야 한다. 임의의 우주론적 시공간에 곧바로 하나의 중력 엔트로피를 부여하는, 널리 합의된 보편적 공식은 없다.



판화 18. 물질의 응집과 빠져나가는 에너지. 중력 수축 중 물질은 더 조밀한 구조로 모이면서 환경에 에너지를 내놓을 수 있다. 따라서 대상의 눈에 보이는 질서만으로 전체 계의 엔트로피가 정해지지는 않는다. 판화는 이 질적인 의미만 보여 준다. 임의의 우주론적 시공간에 적용할 수 있는 보편적 중력 엔트로피 척도를 가정하지 않는다.

팽창 자체는 열역학적 화살의 정의가 아니다. 열 교환 없는 가역 팽창에서는 밀도와 온도가 줄어도 선택한 공이동 부피의 엔트로피가 보존될 수 있다. 수축 모형에서도 비가역 과정은 물리적 역사의 같은 방향으로 이어질 수 있다. H의 부호가 바뀐다고 열 흐름이 자동으로 뒤집히지는 않는다. 시간의 화살을 바운스나 순환과 일관되게 연결하려면 상태와 전이에 대한 구체적인 이론이 필요하다.

인플레이션에 의한 평탄화는 특정 영역의 성질을 설명하는 데 유용하지만 그 자체가 초기 상태의 확률을 정해 주지는 않는다. 가역적 동역학에서는 몇 변수의 그림에서 궤적들이 가까워지더라도 다른 자유도에서는 차이가 보존될 수 있다. 캐럴과 탐은 우주론적 역사들에 대한 측도로 이 문제를 연구했다. 그들의 논의는 결론이 상태공간과 그

측정 방식에 의존함을 강조한다. 그런 분석에서 나오는 특정한 거대하거나 작은 확률을 우리 우주 탄생의 보편적으로 인정된 확률로 받아들여서는 안 된다. [107]

초기 조건에 관한 실질적인 이론은 어떤 상태가 허용되는지, 어떻게 비교하는지, 왜 관측된 역사에 선택한 가중치가 주어지는지 밝혀야 한다. 낮은 엔트로피를 경계조건에 그대로 넣는 것도 정직하고 유용한 모형의 일부일 수 있다. 하지만 이후 엔트로피 증가의 설명이 경계조건 자체의 설명이 되는 것은 아니다. 그 경계조건에 추가적인 물리적 동기와 구별 가능한 귀결이 주어질 때 진전이 가능하다.

결어긋남과 기록의 방향

양자적 기술은 또 하나의 차이를 더한다. 전체 닫힌 상태의 엔트로피와 선택한 부분계의 엔트로피는 서로 다른 대상에 관한 것이다. 밀도행렬 ρ는 측정 결과의 확률을 얻는 양자 상태의 수학적 표현이다. 전체 계와 선택한 일부 모두를 기술할 수 있다. 폰 노이만 엔트로피는 이를 사용해 다음과 같이 쓴다.

$$S_{\mathrm{vN}}(\rho) = -k_{\mathrm{B}}\,\mathrm{Tr}(\rho \ln \rho).$$

Tr은 괄호 안 행렬식의 대각 원소 합을 뜻한다. 닫힌 양자계의 통상적인 시간 발전은 가역적이며 유니터리라고 한다. 이는 밀도행렬의 고윳값을 보존하므로 이 식의 전체 엔트로피도 보존한다. 부분계의 상태는 환경 변수를 기술에서 제외하여 얻는다. 환경과 얽힘이 생기면 전체 엔트로피가 그대로여도 부분계 엔트로피는 증가할 수 있다. 임의의 계와 임의의 초기 상태에서 이 증가가 반드시 단조로울 필요는 없다.

순수 양자 상태는 파동함수 하나로 기술할 수 있지만 선택한 계의 혼합 상태는 하나의 파동함수로 환원되지 않는다. 순수성이 에너지가 작다는 뜻은 아니다. 순수 상태도 강하게 들떠 있을 수 있다. 섭동의 파워 측정으로 밀도행렬 전체를 복원하지는 못한다. 따라서 작은 척도의 파워 초과를 초기 엔트로피 초과의 측정이라고 자동으로 부를 수 없다. 그런 결론을 내리려면 이론이 측정 상관관계를 특정 엔트로피 정의와 연결해야 한다.

결어긋남이란 대안들이 환경과 결합하면서 그 사이의 관측 가능한 간섭이 억제되는 현상이다. 서로 다른 상태는 관측하지 않는 자유도들에 서로 다른 흔적을 남긴다. 접근 가능한 부분계에서는 그 결과 고전 확률적 기술이 좋은 근사가 될 수 있다. 주레크의 연구에서는 기기와 환경의 상호작용이 어떤 기록 상태가 안정한지 정한다. 여기서 기록은 측정 장치의 상태 같은 물리적 상관관계이지 특별한 관측자의 존재를 뜻하지 않는다. [108]

초기 섭동에서 결어긋남은 양자 통계를 근사적인 고전 역사의 초기 자료로 쓸 수 있는 이유를 설명하는 데 도움이 된다. 계산은 주어진 상태와 구체적인 환경 상호작용에서 시작한다. 선택한 기술 아래 어떤 상관관계에 접근할 수 없게 되는지 보여 주며, 고전적 그림으로 가는 전환의 일부를 설명한다. 초기 상태의 특별함은 계산의 별도 조건으로 남는다.

나예리의 2026년 연구에서는 우주 역사의 거의 고전적인 두 경우인 팽창 및 수축 준고전적 분기를 검토했다. 채택한 인플레이션 설정에서 각 분기에 연결된 환경 상태의 차이가 분기 사이 간섭을 어떻게 억제하는지 계산했다. 저자는 이 과정을 양자 경계조건이 정한 가중치와 구별한다. 얻은 시간의 화살은 분기 내부의 거친눈금 기술에 해당하며, 특별한 초기 상태에 의존한다. 이는 주어진 조건에서 얻은 정량적 결과이며, 임의의 상태에서 낮은 초기 엔트로피를 도출한 것은 아니다. [109]

우주론적 제안을 검증하려면 이 수준들을 연결해야 한다. 초기 조건 규칙이 통계를 정하고, 이후 동역학이 이를 관측 가능한 흔적으로 옮긴다. 두 경계 규칙의 차이는 전달 과정에서 신호 차이가 보존되는 곳에서만 접근할 수 있다. 그래서 시간의 화살에 대한 논의는 엔트로피에 관한 일반적인 말에서 측정 가능한 구체적 복사로 이어져야 한다.

열적 역사와 접근의 한계

지평선에는 고유한 열역학적 구조가 나타난다. 기번스와 호킹은 양의 우주상수를 갖는 해당 우주론적 기하학에서 지평선에 온도와 엔트로피를 대응시킬 수 있고 검출기가 열적 응답을 보인다는 것을 밝혔다. 이는 특정 조건의 준고전적 결과다. 계를 정의하지 않고 지평선과 물질, 얽힘의 엔트로피를 분명히 독립적인 세 기여인 것처럼 더해도 된다는 뜻은 아니다. [110]

뜨거운 우주 역사를 다룬 장의 우주 배경복사 주파수 스펙트럼은 초기 플라스마의 비가역 과정에 접근하게 한다. FIRAS 측정은 거의 평형인 그 형태를 검증한 기준 사례다. 이제 질문을 좁힐 수 있다. 초기 상태의 어떤 차이가 이 스펙트럼에 구별 가능한 흔적을 남길 수 있었는가? 여기서 관측량은 주파수별 복사 에너지 분포다. [111]

작은 척도 음향 섭동의 에너지는 플라스마에서 소산되어 열로 바뀔 수 있다. 완전한 열평형을 회복하는 과정들이 충분히 효율적이지 않은 때에는 이런 에너지 방출이 스펙트럼 왜곡을 남긴다. 흔히 서로 다른 주파수 형태를 갖는 μ와 y 성분 등으로 기술한다. 더 이른

시기에는 비슷한 에너지 방출이 전체 온도만 바꾸고 구별 가능한 잔여 흔적을 거의 남기지 않았을 수 있다. 따라서 스펙트럼은 열적 역사의 특정 시간창을 탐구한다. [112]

이 측정들은 선택한 초기 상태가 섭동의 에너지를 복사로 전달한 과정들을 검증한다. 시간의 화살 기원 가설과의 연결은 그 경계 규칙이 필요한 섭동의 진폭과 형태를 예측할 때 생긴다. 그렇지 않으면 열적 역사를 연구하는 것이며, 제안한 초기 조건 설명을 아직 검증하지는 않는다. 따라서 다음 단계는 계산 가능한 스펙트럼 흔적을 갖는 한정된 예를 구성하는 것이다.

열적 흔적의 지도

평균 스펙트럼 왜곡은 역사의 특정 시간창에서 얼마만큼의 열이 남았는지 알려 준다. 그러나 평균값이 같다고 해서 그 흔적이 하늘에 똑같이 분포해야 하는 것은 아니다. μ 왜곡이 조금 더 큰 방향이 우주 배경복사의 큰 척도 온도 불균일성과 관련되는지 물을 수 있다. 이 관계는 스펙트럼을 단순 평균하면 사라지는, 긴 원시 파동과 짧은 원시 파동의 관계에 관한 정보를 더한다.

이유는 음향 감쇠로 생기는 μ 왜곡이 작은 섭동의 에너지, 즉 진폭에 대해 이차인 양과 연결되기 때문이다. 온도 비등방성은 긴 파동도 추적한다. 긴 파동이 짧은 파동의 파워를 변조하면 두 관측장은 상관될 수 있다. 파예르와 잘다리아가는 척도가 크게 벌어진 극한, 한 파동은 길고 다른 둘은 짧은 경우에 μ–T와 원시 비스펙트럼의 관계를 보였다. 이는 이미 확립된 이론적 제안이며 이 책이 새로 도입하는 효과가 아니다. [113]

왜곡 지도의 구면조화 성분을 μ_{lm}, 온도 지도의 성분을 a_{lm}^{T}로 표기하면 통상적인 상호 각파워 스펙트럼을 다음과 같이 정의한다.

$$C_\ell^{\mu T} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \left\langle \mu_{\ell m}\, a_{\ell m}^{T*} \right\rangle .$$

각도 지수 l은 하늘 무늬의 크기를 정하고, 별표는 복소켤레를, 괄호는 통계 앙상블 평균을 뜻한다. 실제 추정량에는 마스크와 잡음, 각모드 혼합을 추가로 고려해야 한다. 평균 μ가 영이 아니라는 것만으로 $C_l^{\mu T}$가 정해지지는 않는다. 두 초기 상태가 같은 총에너지를 소산하면서도 그 공간 무늬를 긴 파동과 다르게 연결할 수 있다.

따라서 앞의 연구를 명확한 상태 쌍으로 확장할 수 있다. 첫 상태에는 거의 가우스적인 섭동을 주고, 둘째에는 미리 고른 긴 파동과 짧은 파동의 약한 결합 형판을 준다. 두 상태의

이점 파워와 평균 왜곡을 정해진 정밀도 안에서 맞춘다. 이어서 전체 원시 비스펙트럼과 전달로부터 예상 μ–T 상관관계를 유도한다. 결합에는 유한한 수의 고정 매개변수가 있어야 하고 섭동이론의 통제 가능성도 유지되어야 한다. 데이터를 본 뒤 임의로 상관관계를 그리는 것은 초기 규칙의 검증이 아니다.

계산 사슬의 검증에는 간단한 모의 예가 유용하다. 독립적인 가우스 장파장 장과 단파장 장을 준비한다. 한 경우에는 단파장 장을 그대로 두고, 다른 경우에는 장파장 장에 약하게 의존하는 양을 진폭에 곱한 뒤 평균 파워를 다시 정규화한다. 두 구성에서 짧은 파동의 분산은 같게 유지하면서 긴 파동과 국소 에너지의 상관관계는 다르게 만들 수 있다. 이는 평균 스펙트럼 왜곡의 일치가 공간적 연결의 문제를 끝내지 않는 이유를 설명한다.

이 구성은 프로그램을 위한 통제된 입력이며 초기 상태의 물리 모형을 대체하지 않는다. 먼저 코드는 이상적인 경우에 주어진 연결을 복원하고 변조를 끄면 그 연결을 만들지 않아야 한다. 이어서 열적 전달과 각해상도 한계, 실제 방해 요인을 넣는다. 과학적 결론을 위해서는 모의 입력을 선택한 동역학과 초기 규칙에서 구한 비스펙트럼으로 대체하고, 파워와 평균 μ의 일치를 같은 정밀도로 다시 확인한다.

이 제안은 계산할 수 있는 과제를 정하지만 시간의 화살의 물리적 기원을 아직 선택하지는 않는다. 그런 연결을 얻으려면 해당 가설의 초기 조건 규칙이 선택한 형판을 실제로 만들어야 한다. 그 도출이 없는 동안에는 통계적 상태들의 구별 가능성을 연구하는 것이다. 긍정적인 결과는 그 상태의 어떤 성질에 복사로 접근할 수 있는지 보여 준다. 우주 전체의 엔트로피를 측정하거나 우주의 경계조건이 유일함을 입증하지는 않는다.

실험의 주요 위험은 복원한 μ 지도에 통상적인 온도 비등방성이 섞여 들어가는 것이다. 그러면 온도와의 상관관계에 훨씬 강한 온도장에서 온 거짓 기여가 포함된다. 레마제유와 흘루바는 이런 누출을 명시적으로 억제하는 성분 분리를 연구하고, 예측에서 전경 성분이 중요한 역할을 함을 보였다. 하나의 평균 스펙트럼을 정밀하게 측정하는 데 그치지 않고 다중 주파수 지도가 필요하다. [114]

μ와 편광 E 성분의 상관관계도 계산할 수 있다. 레마제유, 라벤니, 흘루바가 그 진단 가능성을 연구했다. 다만 그래프가 하나 더 있다고 검증이 자동으로 독립적이 되지는 않는다. μ 지도의 온도 누출은 통상적인 TE 스펙트럼을 통해 E와 상관되며, 주파수 교정과 일부 전경은 공유될 수 있다. 추가 채널의 이득은 공동 공분산과 전체 분석의 현실적인 시뮬레이션으로 평가해야 한다. [115]

물리적 대안도 있다. 불균일한 에너지 방출이 자체적인 왜곡 공간 무늬를 만들 수 있다. 따라서 선택한 원시 형판에 대해 경쟁하는 후기 기여와 알려진 전달 효과들을 별도로 계산해야 한다. '상관관계는 영이어야 한다'는 단순한 요구는 너무 거칠다. 필요한 기준 신호를 포함한 뒤 추가 성분의 구체적 진폭과 각도 의존성을 검증하는 것이다.

어떻게 검증할 것인가

한정된 연구에서는 동일한 동역학 아래 두 초기 상태를 비교할 수 있다. 매끄러운 스펙트럼을 주는 기준 상태와, 작은 척도의 미리 정한 대역에 추가 들뜸을 갖는 상태다. 시간의 화살에 관한 완성된 두 이론이 아니라 초기 조건의 구체적인 귀결을 검증하는 것이다. 진폭과 중심 척도, 대역 폭은 선택한 상태 규칙에서 나오거나 미리 정한 범위를 가져야 한다. 대규모 비등방성과 모형이 맞는지도 함께 확인한다.

먼저 섭동의 에너지가 언제 어떤 속도로 소산되는지 계산하고, 열적 과정들을 고려하여 최종 주파수 스펙트럼을 구한다. 기준 예측에는 이미 표준적인 왜곡 원천들이 포함된다. 검증하는 것은 추가 기여이지 이상적인 흑체로부터의 모든 이탈이 없다는 가정이 아니다. 서로 다른 에너지 방출 역사들이 비슷한 최종 스펙트럼을 줄 수 있다. 따라서 관측을 설계하기 전에 형태의 어떤 세부 차이가 선택한 상태와 경쟁 에너지원을 실제로 구별하는지 계산해야 한다.

절대 분광계와 열적 표준을 사용하는 측정 구성은 뜨거운 우주 역사를 다룬 장에서 설명했다. 현재 과제에서는 초기 상태 차이를 각 주파수 채널의 신호 차이로 옮긴다. 이어서 두 모형 모두에서 복사 온도와 교정, 천체물리학적 성분을 다시 적합한다. 남은 차이를 공통 오차를 포함하는 채널들의 공동 오차 행렬과 비교한다. 이렇게 필요한 정밀도를 정한다. 비슷한 원시 상태들이 열적 전달과 방해 요인 적합 후에는 기기에 사실상 똑같이 보일 수 있다.

가장 위험한 것은 표준의 오차와 온도 표류, 부정확한 주파수 응답, 잔류 천체물리학적 복사다. 실험실에서는 작은 알려진 스펙트럼 차이에 대한 응답을 검증하고, 모의 데이터에는 방해 요인과 함께 모형 신호를 넣어야 한다. 입자 붕괴와 기체 가열을 포함하는 대안적인 에너지 방출원들과 비교한다. 이 평가 뒤 남은 차이가 교정으로 흡수되지 않도록 주파수 집합과 정밀도를 고른다.

선택한 초기 상태가 기기로 접근 가능한 왜곡을 반드시 만든다면, 그런 기여가 없다는 신뢰할 만한 결과는 매개변수를 제약한다. 검출했다면 주파수 형태와 경쟁 과정들을 확인해야 한다. 초기 우주의 전체 양자적 순수성이 정해지는 것은 아니다. 다음 계산은 방해 요인과 열적 지움을 고려한 뒤, 진폭과 중심 척도, 폭에 따른 추가 들뜸의 검출 확률 지도를 만드는 것이다. 오검출 문턱은 탐색 전에 정한다. 이 지도로 채널 감도를 선택하고 스펙트럼 측정에 다른 독립적인 관측 흔적이 필요한 곳을 알 수 있다.

연구를 공간적으로 확장하려면 둘째의 별도 결과가 필요하다. 평균 왜곡이 비슷한 두 상태의 구별 가능성 지도다. μ–T를 계산한 뒤 다중 주파수 모의 지도를 만들고, 온도 누출과 교정 불확실성, 전경을 넣어 실제 데이터에 쓸 것과 같은 알고리즘으로 상관관계를 복원한다. 주파수 집합과 마스크의 변화가 원하는 효과를 만들어서는 안 된다. 고정된 영이 아닌 상태 모형이 반드시 요구하는 관측 가능한 상관관계가 검증된 감도에서 없다면 그 모형은 검증을 통과하지 못한다. 두 모형을 여전히 구별할 수 없다면 이 관측 경로의 한계와 추가 측정의 요구 조건이 결과가 된다.

제IV부 근본적인 구조

제15장

‘어디’는 무엇으로 이루어져 있는가

방은 공간의 가장 확실한 본보기처럼 보인다. 문을 가리키고 창문까지 거리를 재고 탁자와 벽 사이로 걸어갈 수 있다. 이런 경험에서 물체들은 위치를 바꾸지만 ‘어디’ 자체는 이미 마련된 그릇으로 남는다. 빈 우주를 상상할 때에도 우리는 보통 방은 남겨 두고 가구만 치운다. 그러나 물리 이론이 이미 지어진 방에서 시작해야 하는 것은 아니다. 더 어려운 질문을 던질 수 있다. 어떤 관계들이 애초에 가까움과 거리, 방향을 정의할 수 있게 하는가?

앞 장에서는 사건들이 왜 특정 시간 방향을 갖는 역사로 이어지는지 물었다. 그 기술에는 이미 기하학이 들어 있었다. 이제 질문이 달라진다. 애초에 사건들에 거리와 이웃 관계를 부여할 수 있게 하는 것은 무엇인가? 측정 거리는 출발 데이터로 남는다. 설명해야 할 것은 이를 기록하는 언어 자체의 안정성이다.

주소에서 기하학으로

공간이 삼차원이라는 것은 선택한 순간에 사건의 국소 위치를 정하려면 독립 좌표 세 개가 필요하다는 뜻이다. 좌표는 바꿀 수 있다. 직교좌표 격자를 구면좌표로 바꾸거나 다른 기준점을 고를 수 있다. 그렇다고 독립 방향의 수가 늘지는 않는다. 상대성이론에서는 공간 좌표에 시간 좌표가 더해지지만 시간은 인과 구조에서 특별한 역할을 한다. 사차원 시공간을 설명 없이 통상적인 이동 방향 하나가 더 있는 방처럼 그려서는 안 된다.

상태공간의 차원은 전혀 다른 뜻이다. 통상적인 공간에서 두 입자의 위치를 지정하려면 수 여섯 개가 필요하다. 운동량까지 알아야 한다면 매개변수 수는 다시 두 배가 된다. 그렇다고 사람이 다닐 수 있는 방향이 열둘 생기지는 않는다. 계의 기술을 확장한 것이지 방의 새로운 방향을 발견한 것이 아니다. 힐베르트 공간은 양자 상태를 기록하는 수학적 공간이다. 그 차원은 이런 기술의 가능성을 나타내며, 그 자체로 공간적 방향의 수를 알려 주지는 않는다.

좌표만으로 기하학을 정하기에도 부족하다. 지도 두 영역에서 같은 수치 차이가 서로 다른 물리 거리에 대응할 수 있다. 좌표 차이를 자와 시계의 눈금으로 바꾸는 규칙, 즉

계량이 필요하다. 일반상대성이론에서 계량은 동역학에 참여한다. 에너지 분포가 기하학에 영향을 주고, 기하학이 물질과 빛의 운동에 영향을 준다. 여기서 이미 공간은 정지된 무대가 아니게 된다. 다만 기하학적 양들은 여전히 이론의 출발 언어에 들어 있다.

창발하는 기하학은 더 강한 가능성을 뜻한다. 어떤 이론의 출발 변수들은 익숙한 공간의 점들을 기술하지 않을 수 있고, 매끄러운 기하학은 특정 상태와 척도에서만 나타날 수 있다. 온도의 비유가 유용하다. 수많은 분자가 열역학적 기술을 허용하려고 분자 하나하나에 고유한 온도가 있어야 하는 것은 아니다. 이 비유는 언어 전환의 논리적 가능성을 보여 주지만 공간이 무엇으로 이루어졌는지는 정해 주지 않는다. 미시 변수와 기하학으로의 전환을 제시하는 일은 남아 있다.

여기서 '발생한다'는 말이 반드시 시간 속 사건을 뜻하지는 않는다. 거시적 언어가 더 깊은 언어에서 도출된다면 기술들 사이의 관계를 말하는 것일 수 있다. 원래 요소들은 이미 기다리고 있는데 공간은 아직 조립되지 않았던 초기 시대를 반드시 상상할 필요는 없다. 시대들의 연속을 이야기하려면 먼저 어떤 변수로 그 순서를 측정하는지 정해야 한다. 따라서 시간의 발생 문제는 삼차원 그림을 다차원 그림으로 바꾸는 것보다 어렵다.

경계에서 부피를 기술하기

홀로그래피 쌍대성은 이런 언어 변화의 구체적 예다. 후안 말다세나의 제안에서는 특정 양자장론이 반 더시터 공간에서 중력을 포함하는 이론과 연결된다. 쌍대성은 두 기술 사이에 물리적 상태와 관측량을 옮길 수 있다는 뜻이다. 한쪽은 내부 공간의 기하학과 중력을 사용하고, 다른 쪽은 더 낮은 차원의 경계에 동적 중력이 없는 이론으로 구성된다. [116]

여기서 '경계'는 주어진 구성의 수학적 부분이다. 우주선이 부딪힐 수 있는 유리벽이 아니며, 전체 계를 다른 방 안에 놓아야 한다는 요구도 아니다. '홀로그래피'는 기술들 사이 관계를 가리키지만 통상적인 광학 홀로그램은 여전히 비유일 뿐이다. 광학 홀로그램에서는 빛이 물체의 영상을 복원한다. 쌍대성에서는 특정 모형에서 전체 물리적 동역학 사이의 대응을 논한다.

생각의 힘을 느끼려면 복잡한 양자 상호작용 문제를 상상해 보자. 한 언어에서는 거의 다룰 수 없지만 다른 언어에서는 특정 영역이 비교적 간단한 기하학에 대응한다. 번역을 통해 이전에는 접근하기 어려웠던 양들을 계산할 수 있다. 쌍대성 사전은 한쪽의 어떤

상태와 측정이 다른 쪽의 상태와 측정에 대응하는지 알려 준다. 따라서 검증하는 것은 예측의 일관성이다. 어느 언어가 '진짜'인지 묻는 것 자체가 새 실험을 정해 주지는 않는다.

반 더시터 기하학은 중요하다. 특별한 점근적 성질이 있고 음의 우주상수와 연결된다. 우리 우주의 관측 역사는 팽창과 후기 가속을 포함하며, 이를 원래의 AdS 구성으로 단순히 바꾸어 부를 수는 없다. 다카야나기 다다시는 2025년 연구 에세이에서 홀로그래피를 현실적인 우주론적 공간에 적용하는 일과 시간의 창발을 이해하는 일을 명시적으로 열린 과제로 꼽는다. 이는 연구 프로그램의 방향이지 완성된 우리 우주 모형의 선언이 아니다. [117]

우주론에 적용하려면 출발 변수와 상태, 동역학을 정하고 팽창과 관측 가능한 섭동을 복원해야 한다. 기하학적 이미지가 닮았다는 것만으로는 부족하다. 다음 단계가 특히 중요하다. 한 구성에서 여러 연결된 예측을 얻어, 관측마다 매개변수를 독립적으로 다시 맞출 수 없게 하는 것이다.

양자적 연결 속의 기하학

두 언어를 잇는 가장 정밀한 다리 중 하나는 양자 얽힘과 기하학적 넓이의 관계다. 얽힌 공동 상태는 각 부분 상태들의 곱을 통계적으로 혼합한 형태로도 나타낼 수 없다. 전체 상태가 순수하면 선택한 부분의 엔트로피는 나머지와의 얽힘을 나타낸다. 전체 상태가 혼합되어 있으면 같은 엔트로피에 다른 불확실성의 원인들도 포함된다. 류와 다카야나기는 중력적 기술에서 표면 넓이로 영역의 엔트로피를 계산하자고 제안했다. 적절한 정적 설정에서 주된 결과는 다음과 같다. [118]

$$S(A) = \frac{\mathrm{Area}(\gamma_A)}{4G_N}$$

여기서는 빛의 속도와 플랑크 상수, 볼츠만 상수를 일로 둔다. A는 경계계의 영역이다. 표면 γ_A는 내부 공간에 놓이고 A의 가장자리에서 끝나며, 필요한 경계 및 위상 조건을 만족하는 표면 중 넓이가 최소다. G_N은 내부 공간의 중력적 기술에 속한다. 따라서 분자는 영역 A 자체의 넓이가 아니다. 대응의 한쪽에서 부분계를 선택하고 다른 쪽에서 기하학적 대상을 찾는다. 양자 보정과 시간에 따라 변하는 설정에는 이 식의 일반화가 필요하다.

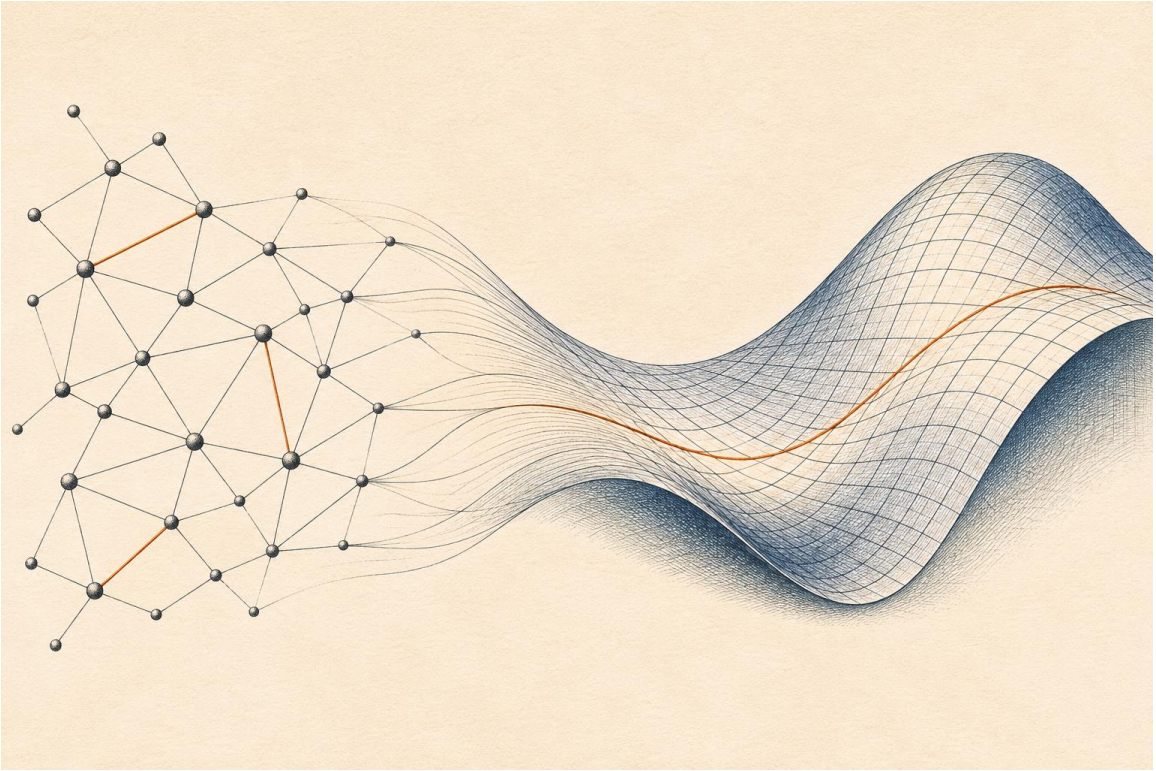
양들 사이의 연결 자체가 놀랍다. 양자 상태의 특성이 기하학적 대상이 된다. 마르크 판 람스동크는 해당 계의 부분들 사이 얽힘 변화가 내부 기하학의 연결성 변화와 어떻게

관련되는지 연구했다. 고려한 구성에서는 특정 양자적 연결이 약해지면 기하학적 영역들이 분리된다. 이는 상태의 구조에서 공간 관계를 복원할 가능성을 뒷받침하는 논거다. [119]

그러나 «얽힘이 많을수록 거리는 짧다»는 말을 보편적 규칙으로 삼는 것은 지나치게 거친 일반화다. 양자 상태에는 여러 종류의 상관관계가 있다. 엔트로피 하나만으로 전체 기하를 정할 수 없으며, 전체 동역학은 더욱 그렇다. 어떤 부분계를 구분했는지, 그 부분계들이 어떤 연산자에 대응하는지, 어떤 상태들의 집합에 대해 매끄러운 벌크 기술이 성립하는지 알아야 한다. 연결된 큐비트의 임의의 망이 곧바로 작은 공간적 우주가 되는 것은 아니다.

여러 측정으로 지도를 복원하는 일을 생각하면 편리하다. 도시 간 거리 몇 개만으로는 서로 다른 배치가 가능하고, 측정을 더하면 일부 모호성이 없어진다. 홀로그래피 문제에서는 특정 양자적 특성들이 출발 데이터 역할을 하지만 양립 가능성의 문제는 남는다. 얻은 기하학은 여러 관측량을 동시에 설명해야 한다. 상관관계마다 별도 지도를 그려야 한다면 하나의 물리적 복원이 이루어진 것이 아니다.

공간 복원 프로그램은 어떤 양자 상태는 왜 안정적인 거리를 허용하는지, 다른 상태들은 왜 매끄러운 기하학적 모습을 아예 갖지 않을 수 있는지 설명해야 한다. 같은 기하학을 복원하는 여러 방법의 일치가 검증 기준이다. 이는 어떤 양자 상태든 '정보로 된 공간'이라고 선언하는 것보다 훨씬 명확한 과제다.



판화 19. 양자적 연결에서 기하학적 기술로. 특정한 홀로그래피 구성에서는 상태의 양자적 특성이 기하학적 양과 연결된다. 연결망에서 매끄러운 표면으로 바뀌는 모습은 기술 방식의 변화를 나타내는 예술적 비유다. 임의의 큐비트 연결망이 자동으로 공간이 되는 것은 아니다. 정해진 동역학, 대응 사전, 같은 기하학을 복원하는 여러 방식의 일치가 필요하다.

증발과 부분계의 엔트로피

블랙홀은 기하학과 양자 정보를 특히 엄격하게 연결한다. 호킹의 준고전적 계산은 블랙홀 배경에서 양자장의 복사를 예측한다. 에너지가 유출된다면 기하학 매개변수들도 변해야 한다. 다만 개별 관측 흐름의 열적 성질이 전체 상태의 모든 상관관계를 정해 주지는 않는다. 바로 이 상관관계의 문제가 증발을 양자적 기술과 기하학적 기술의 일관성 검증으로 만든다. [120]

순수하게 양자적인 사실에서 시작하자. 닫힌 계가 순수 상태에 있고 두 부분으로 나뉘면 두 부분의 폰 노이만 엔트로피는 같다. 한 부분이 줄어들 때 다른 부분과의 얽힘을 임의로 많이 저장할 수는 없다. 그 능력은 상태공간 차원으로 제한된다. 전형적인 순수 상태에 대한 돈 페이지의 연구는 해당 추정의 정량적 근거를 준다. 이는 부분계에 대한 논의다. 실제 블랙홀의 동역학 자체를 정하지는 않는다. [121]

두 종류의 엔트로피도 구별해야 한다. 열역학적 엔트로피는 거친 기술과 양립하는 미시상태 집합을 나타낸다. 선택한 양자 부분계의 정확한 엔트로피는 나머지와의 상관관계에 달려 있다. 따라서 후자의 감소에 음의 열 생산이나 선택한 거시 과정의 통상적 법칙 위반이 필요한 것은 아니다. '페이지 곡선'을 그리기 전에 어떤 계를 골라 어떤 엔트로피를 계산하는지 밝혀야 한다.

홀로그래피 접근에서는 일반화된 엔트로피를 쓴다. 표면의 중력 기여와 해당 쪽 양자장 엔트로피의 합이다. 엥겔하르트와 월은 이 합의 변분이 정지하는 양자 극값 표면을 찾자고 제안했다. 먼저 필요한 호몰로지 조건에 맞는 허용 극값들을 찾고, 이어서 일반화된 엔트로피가 가장 작은 적절한 극값을 고른다. 임의로 그린 모든 표면에 대해 최소화하는 것이 아니다. [122]

알름헤이리, 엥겔하르트, 마롤프, 맥스필드의 특정 모형을 선택하자. 딜라톤을 갖는 이차원 자키브–타이텔보임 중력을 1+1차원의 등각장에 결합한 모형이다. 처음의 양측 블랙홀에는 두 경계 양자계 L과 R이 있으며, 중력을 갖지 않는 보조 열저장고 B는 처음에 바닥상태에 있다. R과 B 사이의 결합을 켠다. 여집합 L∪B에 대한 R의 엔트로피를 연구한다. 이는 중요하다. 정의상 이 엔트로피가 열저장고만의 엔트로피와 같은 것은 아니다. [123]

이 작업에서 채택된 딜라톤 정규화에 대해, 후보 X는 일반화된 엔트로피를 갖는다:

$$S_{\mathrm{gen}}(X) = \frac{\phi_0 + \phi(X)}{4G_2} + S_{\mathrm{CFT}}(\Sigma_{RX}), \qquad \delta_X S_{\mathrm{gen}} = 0.$$

여기서는 ħ=c=kB=1 단위를 쓴다. 영역 ΣRX는 X와 해당 경계점 사이에 놓인다. 상수 φ0는 위상적 기여를 정한다. 이 이차원 기술에서 '넓이'는 딜라톤으로 나타나며, 통상적인 이차원 표면의 넓이로 읽어서는 안 된다. 발표된 계산에서는 초기 과도 과정 뒤 양자 극값 표면의 분기 사이 전환으로 선택한 엔트로피가 먼저 증가하고 나중에 감소한다. 저자들은 이것이 복사의 필요한 모든 상관관계를 도출한 것이 아니며 정보 문제의 완전한 해결도 아니라고 별도로 강조한다. [123]

페닝턴의 독립 연구도 증발하는 블랙홀의 기술과 정보 복원에서 양자 극값 표면의 전환이 중요함을 보였다. 결과의 유사성은 이 기하학적 도구의 연구를 뒷받침한다. 다만 기하학적 절차와 정보 복원의 미시적 기제는 서로 다른 기술 수준에 남는다. 주어진 모형에서 둘의 일관성을 검증해야 한다. [124]

부분계의 정의에서 이 예시의 중요한 한계가 나온다. 계산 중간에 R을 B로 바꾸면서 이름만으로 기존 곡선을 유지할 수는 없다. 그렇게 바꾸면 축약 밀도행렬과 표면을 찾는 문제가 달라진다. 제시한 엔트로피가 반드시 영으로 가야 한다고 요구할 수도 없다. 왼쪽 계와의 초기 상관관계와 잔존 부문을 고려해야 하기 때문이다. 이는 방정식을 수치적으로 풀기 전, 문제 설정에서부터 확인한다.

후속 연구를 위해 구체적인 계산 과제를 제안한다. 선택한 JT 모형에서 초기 상태의 온도와 장의 중심 전하, 딜라톤 매개변수, 열저장고 결합을 켜는 프로토콜을 고정한다. 이어서 기하학과 장의 해를 재현하고, 매 시점에 Sgen의 모든 허용 정지점을 독립적으로 찾는다. 프로그램은 지배적 분기와 비지배적 분기를 모두 보존해야 한다. 그렇지 않으면 하나의 초기 근사에서 시작한 탐색이 전환 자체를 놓칠 수 있다.

다음 대조 검증은 절단값에 대한 민감도와 적용 범위다. 장 엔트로피의 단파장 기여와 중력 매개변수들을 하나의 절차에서 일관되게 맞추어야 한다. 계산 해상도를 바꾸어도 전환이 명시한 오차보다 크게 움직이지 않는지 확인한다. 이어서 결합을 켜는 속도를 바꾸어 물리적 전환을 짧은 상태 준비 효과와 구분한다. 각 그래프에 대해 준고전적 기술이 아직 신뢰할 만한 전제들의 목록을 보존한다.

더 강한 검증에는 같은 모형이나 통제된 유사계의 독립적인 미시적 기술이 필요하다. 그 안에서는 선택한 부분계 엔트로피를 밀도행렬로 직접 계산하여 기하학적 예측과 비교할 수 있다. 곡선 하나가 일치하는 것만으로는 부족하다. 같은 초기 조건과 상호작용, 부분계 선택 규칙이 필요하다. 실험 시뮬레이션은 이 구체적인 기술 간 관계를 검증할 것이다. 장치 자체가 천체물리학적 블랙홀이 되는 것은 아니다.

우주론에서 이런 연구 구상의 가치는 방법에 있다. 기하학적 경계, 양자 부분계, 접근할 수 있는 정보는 완성된 방의 이미지가 암시하는 것보다 더 정확하게 연결될 수 있다. 다만 결과를 우주론적 지평선으로 옮기려면 상태와 경계, 관측자를 새로 정의해야 한다. 그곳에 외부 열저장고가 자동으로 생기는 것은 아니다. 이 책은 다음 연구의 문제 설정을 제시한다. 여기서 페이지 곡선을 독립적으로 계산하거나 측정 실험을 수행한 것은 아니다.

실험의 기술 속 웜홀

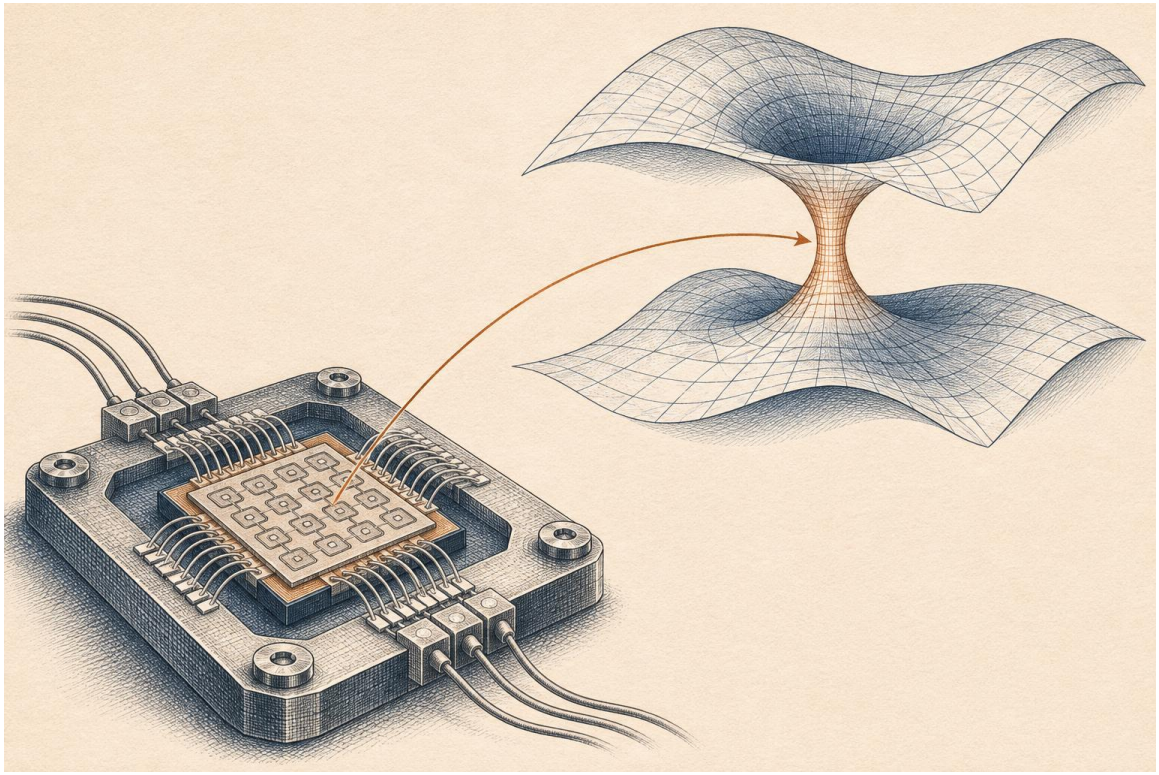
2022년 재퍼리스와 공동연구자들의 논문에는 「양자 프로세서 위의 통과 가능한 웜홀 동역학」이라는 제목이 붙었다. 실험은 특별히 고른 양자 모형을 구현하고, 중력적 해석이

제안된 프로토콜에서 정보 전달을 연구했다. 프로세서에서 제어한 것은 양자 자유도였다. 실험실의 멀리 떨어진 장소들을 잇는 공간 터널을 만든 것은 아니다. [125]

차이는 중요하다. 전자장치에서 유체 흐름을 계산한다고 물이 트랜지스터를 통해 흐르는 것은 아니다. 양자 시뮬레이션은 고전적으로 계산하기 어려운 동역학을 재현할 수 있지만, 기하학적 해석으로 넘어가려면 여전히 쌍대성 사전이 필요하다. 바로 그 사전이 중력적 기술에서 실험실 결과가 무엇을 뜻하는지 정한다.

2025년 칠월 Nature는 코브린, 슈스터, 야오의 비판 논문과 실험 저자들의 답변을 실었다. 작고 특별히 고른 모형에 중력 동역학의 어떤 특징이 실제로 남아 있는지, 검증할 연산자를 바꾸어도 얼마나 견고한지를 논의했다. 이 책에서 중요한 것은 논쟁의 내용이다. 선택한 특징이 일치해도 물리적 기제 전체를 재현했다는 보장은 없다. [126] [127]

시뮬레이터에서는 상태와 상호작용을 통제한 다음 모형을 맞출 때 쓰지 않은 요소들을 바꿀 수 있다. 여기서 의미 있는 검증이 생긴다. 새로운 측정에서도 두 기술 사이의 관계가 유지될까? 선택한 과정을 성공적으로 조정한 결과가 이런 실험의 출발점이 된다.



판화 20. 양자 시뮬레이터와 기하학적 해석. 양자 프로세서로 상태를 준비하고 상호작용을 제어하며 상관관계를 측정할 수 있다. 기하학적 모습은 특정한 모형의 동역학을 해석한 것이다. 장치와 개략적인 수학적 표현을 따로 보여 준다. 실험이 실험실에 공간 터널을 만드는 것은 아니다. 모형을 조정할 때 사용하지 않은 새 측정으로 검증을 강화한다.

어떻게 검증할 것인가

창발하는 기하학에서는 대응의 양쪽을 모두 명시한 문제에서 시작해야 한다. 양자 시간 발전을 정하는 에너지 연산자인 해밀토니안과 상태 준비 방법, 관측량의 번역 규칙이 필요하다. 계의 서로 다른 부분이나 시점에서 얻은 측정 결과의 관계는 상관함수로 기술한다. 어떤 함수를 모형 조정에 쓰고 어떤 함수를 검증용으로 남길지 미리 고정한다. 그러면 기하학 사전은 아직 사용하지 않은 데이터를 예측할 기회를 얻는다.

물리적 장치로는 재현 가능한 조작과 상관관계 읽기가 가능한 양자 시뮬레이터를 사용할 수 있다. 작은 계를 먼저 직접 수치 해와 대조한다. 이어서 자유도 수와 상호작용, 국소 섭동을 바꾸며 예측한 응답 시간과 상관관계를 검증한다. 측정으로 엔트로피를 복원한다면 복원 오차도 비교에 넣는다. 크기 의존성이 중요하다. 몇 큐비트에서 보인 법칙성이 매끄러운 기하학 영역에 이르기 전에 달라질 수 있다. 따라서 계를 키울 때 검증

효과가 어떻게 변해야 하는지 계산해야 한다. 검증 집합에는 맞춘 한 시점의 새 측정뿐 아니라 새로운 시간 발전 시점들도 포함한다.

채택한 기하학적 해석이 없는 대조 모형들도 조정에 사용한 특징들을 재현한 뒤 검증 데이터에서 경쟁해야 한다. 이로써 새 특징이 얼마나 구별되는지 알 수 있다. 준비와 읽기, 제어 오차는 두 모형에 같은 방식으로 넣는다. 장치를 독립적으로 교정하면 연구 동역학 자체의 상실과 그 징후에 대한 감도 상실을 구분하는 데 도움이 된다.

긍정적 결과는 검증한 영역에서 특정 대응을 뒷받침한다. 부정적 결과는 선택한 구현이나 복원, 견고성 가정의 오류를 가리킨다. 어느 경우든 결론은 조사한 양자 모형에 관한 것이다. 우리 우주의 구조를 주장하려면 별도의 물리적 다리가 필요하다.

가장 먼저 필요한 계산은 검증용 상관함수의 예측이다. 오차와 계의 크기에 따른 의존성, 미리 고른 비홀로그래피 경쟁 모형들을 포함해야 한다. 그다음 우주론으로 나아가는 별도의 단계에서는 같은 구성에서 측정 가능한 우주적 효과를 도출해야 한다. 예를 들면 매개변수 관계가 고정된 특정 형태의 원시 상관관계다. 그런 다리를 놓기 전까지 우리가 검증하는 것은 모형의 구조다. 결과를 정확히 명명한다면 그것만으로도 진지한 물리학 연구가 된다.

제16장

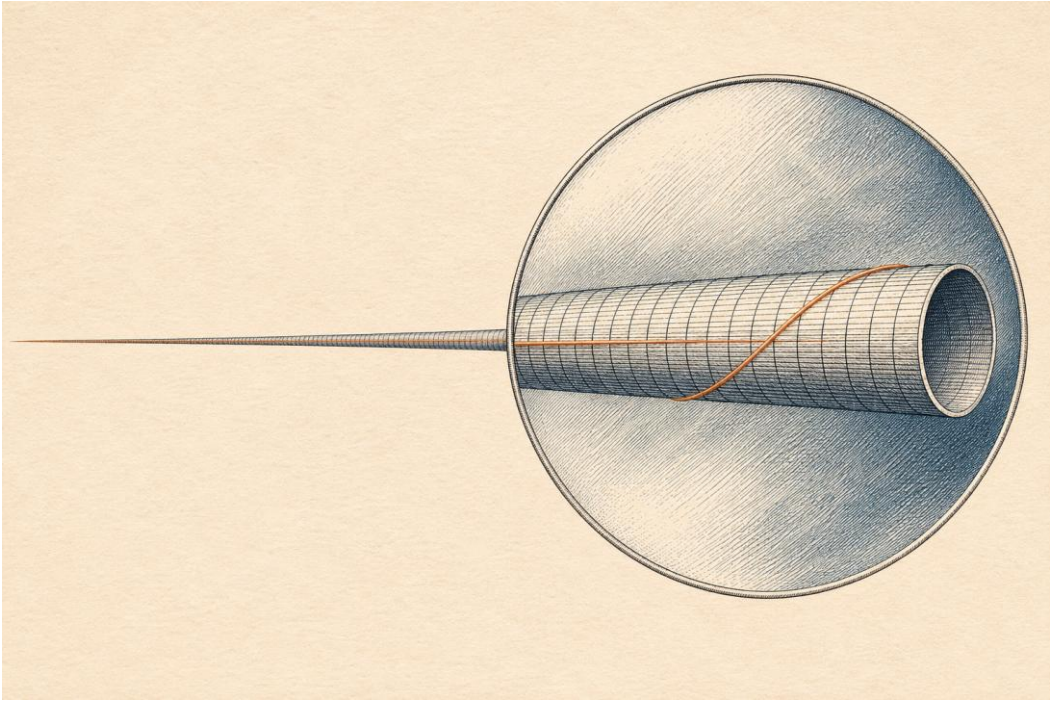
추가 차원

추가 차원을 상상하기 어려운 이유는 이미 아는 방향들 옆에 그것을 놓으려는 습관 때문이다. 고개를 돌려 세계의 또 다른 면을 보고 싶어진다. 그러나 물리적 가설은 훨씬 덜 극적일 수 있다. 새로운 방향은 힘의 미세한 변화나 특정한 입자 질량의 순서, 별 중심핵의 에너지 손실로 드러날 수 있다. 기하학을 직접 그릴 수 없더라도 동역학에는 흔적이 남는다.

창발하는 기하학을 다룬 뒤에는 문제 설정을 바꾸어야 한다. 이제 다루는 것은 양자 상태공간의 차원이 아니라 추가적인 물리적 방향들이다. 간단한 예 하나를 고르고 기하학에서 실험실과 가속기, 별 중심핵에 이르기까지 귀결을 추적해 보자.

또 하나의 방향은 어디로 갔는가

매우 가는 원기둥 표면을 상상해 보자. 둘레를 구별할 수 있는 존재에게는 원기둥을 따르는 방향과 둘레를 도는 방향이 있다. 반지름보다 훨씬 낮은 분해능으로 측정하는 관측자에게는 표면이 거의 선처럼 보인다. 둘째 방향이 사라진 것은 아니다. 그 방향의 운동에 대한 감도가 없어진 것이다. 이는 눈에 띄는 공간 방향의 수가 실험 분해능에 의존할 수 있음을 보여 주는 사고실험이다.



판화 21. 분해능에 가려진 방향. 가는 원기둥은 숨은 방향의 비유다. 분해능이 낮으면 길이를 따라 움직이는 것만 구별하지만 더 자세히 보면 둘레를 도는 움직임도 구별한다. 그림은 접근 가능한 기술이 측정 척도에 의존함을 설명한다. 추가 차원의 입증된 구조를 그린 것이 아니며 그 존재에 외부 공간이 필요하다고 요구하지도 않는다.

콤팩트한 차원도 비슷한 수학적 원리로 구성된다. 그 방향을 따라 움직여 출발점으로 돌아올 수 있다. 그렇다고 원통 모양의 그림이 필수적인 것은 아니다. 콤팩트 공간은 자체의 거리와 동일시로 정해지며, 굽은 모습을 바라볼 외부 영역이 필요하지 않다. 높은 에너지가 필요한 이유는 숨겨진 문이 잠겨서가 아니라 작은 방향을 따른 여기에 정해진 에너지 비용이 들기 때문이다.

보통 ADD로 줄여 부르는 아르카니하메드, 디모풀로스, 드발리의 시나리오에서 익숙한 물질장들은 브레인에 국소화되며, 중력 자유도는 추가 방향으로도 전파된다. 여기서 브레인은 모형이 정한 더 낮은 차원의 물리적 구조를 뜻한다. 이런 장의 배치는 관측되는 중력의 세기와 다른 상호작용의 척도 사이 큰 차이를 설명하기 위해 제안되었다. [128]

이 전제는 왜 우리가 추가 차원으로 걸어가지 않는가라는 당연한 질문에도 답한다. 우리를 이루는 입자들이 국소화되어 있다면 익숙한 물체들은 모형의 전체 공간에서 마음대로 움직일 자유가 없다. 다만 '국소화'라는 말에는 기제가 대응해야 한다. 장들이 어떻게 붙들리는지, 어떤 들뜸이 허용되는지, 어떤 에너지에서 근사가 더 이상 작동하지 않는지 설명해야 한다. 브레인이라는 이름만으로 이 작업이 되지는 않는다.

휘어진 추가 방향들을 포함하는 다른 구성도 가능하다. 이를 하나의 예측에 섞어서는 안 된다. 스펙트럼과 입자 결합, 힘의 변화는 기하학과 경계 조건에 달려 있다. 평탄한 콤팩트 방향들을 선택하면 데이터에 대한 구체적 책임을 지게 된다. 다른 기하학으로 바꿀 수는 있지만 관측 귀결도 함께 다시 계산해야 한다.

공통 반지름과 그 결과

각각 주기가 2πR이고 반지름 R이 같은 두 추가 공간 방향을 생각하자. 이들은 정사각형 이차원 토러스를 이룬다. 통상적인 세 공간 방향과 시간을 더하면 시공간은 육차원이다. 여기서 토러스는 기하학의 숨은 부분만을 뜻한다. 관측되는 삼차원 공간 전체의 닫힘 여부는 다음 장에서 따로 다룬다.

콤팩트 방향을 따라 진행하는 파동은 한 바퀴 돈 뒤 스스로와 일치해야 한다. 따라서 허용 운동량은 이산적인 집합을 이룬다. 관측자가 보통 좌표만 기술하더라도 숨은 운동의 에너지는 보존된다. 그 관측자에게는 입자의 정지 에너지에 포함된다. 이렇게 서로 다른 사차원 질량을 갖는 상태들인 칼루차–클라인 모드가 생긴다. 처음에 질량이 없는 육차원 장과 선택한 토러스에 대해 ħ=c=1 단위를 쓰면 다음과 같다.

$$m_{k_1,k_2}^2 = \frac{k_1^2 + k_2^2}{R^2}, \qquad k_1, k_2 \in \mathbb{Z}.$$

영 모드는 숨은 방향의 운동량이 없는 경우다. 첫 들뜬 상태들의 질량은 정수 격자로 연결된다. 서로 반대 방향이나 다른 축을 따르는 운동으로 축퇴도가 생기므로 여러 준위가 같은 질량을 가질 수 있다. 반지름을 줄이면 전체 스펙트럼이 함께 올라간다. 같은 모형을 유지하면서 실험실 힘에는 편리한 반지름을, 천체물리학에는 별도의 첫 모드 질량을 독립적으로 고를 수 없다.

중력 척도들의 관계도 이론을 통상적인 좌표로 축약하는 같은 과정에서 나온다. 숨은 두 방향에 대해 적분하면 그 전체 부피와 같은 인자가 생긴다. 사차원의 환산 플랑크 질량을 $\bar{M}_{\mathrm{Pl}}$로 표시하고, 육차원 중력 작용의 계수는 질량 $\bar{M}_6$으로 정하자. 이 장에서는 $M_D=\sqrt{(2\pi)}\bar{M}_6$도 정의한다. 그러면 다음과 같다.

$$\bar{M}_{\mathrm{Pl}}^2 = (2\pi R)^2 \bar{M}_6^4 = R^2 M_D^4.$$

다른 논문의 제약을 읽을 때는 이 M_D 정의를 기억해야 한다. 논문마다 2π 인자와 환산 플랑크 질량의 관례가 다르기 때문이다. 물리학은 바뀌지 않지만 테라전자볼트로 표시한

수치는 바뀐다. 먼저 반지름, 상태들의 질량, 결합의 크기를 비교하고, 그다음 선택한 규격화로 결과를 환산하는 편이 더 확실하다. 측정되는 과정의 속도에 들어가는 것은 바로 이 매개변수들이다.

R보다 훨씬 먼 거리에서는 통상적인 장거리 중력이 우세하다. 질량 있는 모드들은 빠르게 약해지는 기여를 더한다. 가장 가벼운 준위는 유카와 보정처럼 보일 수 있다. 질량에 반비례하는 작용 거리를 갖고 뉴턴 퍼텐셜에 지수적으로 약해지는 항이 더해지는 것이다. 그 세기는 준위의 축퇴도와 물질과의 상호작용에 연결된다. R 척도에 가까워지면 다음 준위들이 중요해진다. 전체 형태는 스핀 및 스칼라 자유도에도 달려 있으므로 임의로 맞춘 지수항 하나로는 대체로 부족하다.

이런 측정의 실제 사례가 있다. 리와 공동연구자들의 실험에서는 정지한 비틀림 검출기가 회전하는 인력원과 상호작용했으며, 둘 사이 거리를 52마이크로미터에서 3밀리미터까지 바꾸었다. 데이터는 뉴턴 중력으로 잘 기술되었다. 저자들의 95퍼센트 신뢰수준 한계인 38,6마이크로미터는 상대 세기가 중력과 같은 유카와 상호작용의 작용 거리에 해당한다. 모든 콤팩트 반지름에 대한 보편적 한계는 아니다. [129]

가정한 십 테라전자볼트의 검증

우리의 정규화에 M_D=10 TeV와 $\bar{M}_{Pl}$=2,435×10^{18} GeV를 대입하자. R≈4,805마이크로미터를 얻는다. 가장 가벼운 영이 아닌 모드의 정지 에너지 ħc/R는 약 0,041 eV다. 척도 차이는 크지만 모순은 없다. 십 테라전자볼트는 선택한 표기에서 중력 결합의 계수를 나타내며, 전자볼트의 백분의 일 수준 값은 큰 콤팩트 반지름으로 정해지는 스펙트럼 간격을 나타낸다.

이 점은 계산 예로 유용하다. 곧바로 자연이 허용하는 점이라고 부르면 잘못이다. 가속기에서 검출되지 않는 KK 상태가 생성되면 눈에 보이는 제트와 함께 결손 횡운동량으로 나타날 수 있다. 이런 ATLAS 탐색은 예상한 배경 과정에서 유의한 이탈을 찾지 못했다. 결과를 M_D 한계로 옮기는 일은 추가 차원 수와 유효 계산의 적용 범위에 달려 있다. [130]

탐색마다 ADD의 다른 변형을 시험한다. 예를 들어 2026년에 발표된 CMS 단일 광자 분석은 추가 차원 세 개부터 여섯 개까지를 다루었다. 그 결과를 이차원 숨은 토러스의

새로운 한계로 직접 쓸 수는 없다. 상태의 스펙트럼 밀도와 예측 과정 속도가 달라지기 때문이다. [131]

별은 더 민감한 검증을 제공할 수 있다. 각각의 KK 모드는 약하게 상호작용하지만 뜨거운 중심핵에서는 많은 모드에 접근할 수 있고, 에너지 유출에 대한 기여가 합쳐진다. 이들이 중심핵을 빠져나가면 냉각이 달라진다. 하디, 소콜로프, 스터브스는 KK 중력자의 추가 생성 경로를 포함해 이런 과정을 다시 계산했다. 크기가 거의 같은 두 토러스 차원의 경우, 초신성 SN 1987A를 이용한 그들의 보수적 추정은 첫 KK 질량 척도가 대략 0,6 eV 이상일 것을 요구한다. 이 한계는 뜨거운 물질의 성질과 에너지 유출 조건에 의존한다. [132]

같은 관례에서 이는 R이 약 0,329 마이크로미터 이하이고, 우리가 정의한 M_D는 약 38,2 TeV 이상이라는 뜻이다. 두 수치는 원래의 천체물리학 추정을 환산한 것이며 관측을 새로 분석한 결과가 아니다. 따라서 예시점 10 TeV는 이 검증의 전제가 적용되는 곳에서는 통과하지 못한다. 장차 수 마이크로미터 규모에서만 힘을 측정할 수 있는 장치가 가능해져도, 이 최소 모형에 대해 새로운 미배제 탐색 영역이 자동으로 생기지는 않는다.

다른 제약들은 KK 상태의 포획과 그 붕괴 생성물에 의한 중성자별 가열을 이용한다. 더 강한 한계에는 수명과 붕괴 채널에 대한 추가 가정이 필요하다. 하네스타드와 라펠트의 분석에서는 저자들이 수정한 판본이 중요하다. 붕괴를 바꾸면 냉각 제약을 유지하면서 이 경로를 약화할 수 있다. 두 과정을 하나의 모형에서 다시 계산해야 한다. [133]

반지름이 고정되어 있을 필요가 없는 이유

지금까지 R은 문제의 조건에 적힌 상수처럼 보였다. 완전한 다차원 이론에서는 콤팩트 기하 구조의 크기와 모양이 모듈라이, 곧 동역학적 장에 대응할 수 있다. 그렇다면 반지름이 선택한 값 근처에 유지되는 이유를 설명해야 한다. 해당 장이 충분히 가볍고 통상적인 물질에 결합하면 추가 힘을 만들 수 있다. 기하 구조의 안정화는 부수적인 기술 주석이 아니라 관측 모형의 일부가 된다.

따라서 KK 스펙트럼에는 모듈라이의 퍼텐셜과 질량, 결합, 여기의 역사, 우주론적 영향을 더해야 한다. ADD와 Dark Dimension의 안정화 연구들은 구체적인 구성을 제안하지만, 스칼라 힘과 모듈라이 점유도, 보정의 제어 문제는 여전히 검증의 일부다. '추가 스칼라가 억제된다'는 문장은 계산을 대신하는 말이 아니라 계산의 결과여야 한다. [134]

여기서 제8장과 연결된다. Dark Dimension 연구 방향에서는 작은 암흑에너지를 가벼운 상태들의 탑과 비교적 큰 추가 차원 하나에 연결하려 한다. 이 관계는 추가적인 이론 가설들에 의존한다. 진화하는 반지름은 우주론 동역학을 암흑 부문 질량의 변화와 연결할 수 있다. 그러나 반지름 하나와 같은 반지름 둘은 접근 가능한 상태 밀도가 서로 다른 모형이다. n=2의 수치 제약을 n=1에 옮길 수는 없다. [135] [63]

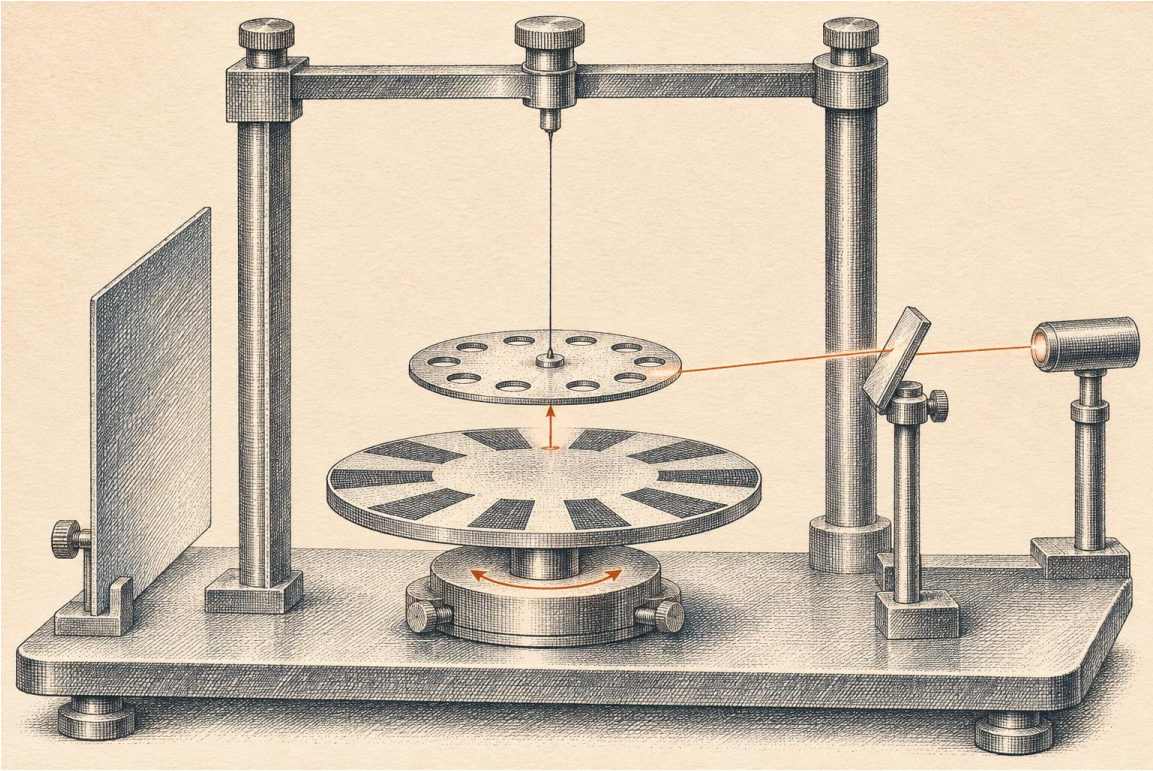
이 접근의 강점은 귀결들의 연결성이다. 하나의 반지름이 스펙트럼을 정하고, 그 스펙트럼이 실험실 힘과 별 냉각에 참여한다. 실험마다 스펙트럼을 독립적으로 바꾸면 바로 이 검증 가능한 연결이 사라진다.

어떻게 검증할 것인가

검증 대상을 완전히 정해야 한다. 같은 콤팩트 반지름 둘과 물질의 국소화, KK 상태 스펙트럼 및 결합, 안정화 부문이다. 먼저 선택한 천체물리학 및 가속기 제약과 양립하는 매개변수 영역을 계산한다. 각 제약의 적용 조건을 따로 기록한다. 이로써 실험실이 실제로 추가 탐색할 수 있는 영역과, 물리 모형을 바꾸지 않고는 미배제 영역으로 제시할 수 없는 곳이 분명해진다.

실험실에서는 비틀림 또는 미세기계 검출기와 모양이 알려진 인력원을 사용한다. 두께와 구멍, 틈, 기울기를 고려하여 실제 물체의 밀도 분포에 걸쳐 상호작용을 적분한다. 인력원이 회전하면 그 무늬가 힘의 변화 주파수들을 정한다. 해당 응답의 진폭과 위상을 비교할 수 있다. 이어서 검출기의 역학적 응답을 고려한다. 이렇게 스펙트럼 예측을 구체적인 기기 신호로 바꾸어 여러 거리와 배치에서 비교한다.

주요 경쟁 설명에는 표면의 전기적 불균일성, 잔류 전하, 자기모멘트, 양자 전자기 요동에 의한 힘이 포함된다. 간격의 독립 측정, 재료나 코팅의 변경, 차폐막 검증, 서로 다른 인력원 패턴에서의 반복이 필요하다. 신호 주파수 자체가 중력을 입증하지는 않는다. 동기화된 간섭도 장치의 움직임을 따르기 때문이다. 뉴턴 모형, 새로운 유질량장 하나, 지정한 KK 탑은 동일한 장치 기술을 통해 비교한다.



판화 22. 짧은 거리에서의 힘 측정. 비틀림 측정을 개략적으로 표현했다. 매달린 감응 소자가 가까운 인력원과 상호작용한다. 물리적 예측은 간격, 물체의 기하학, 표면의 성질에 달려 있다. 단거리 기여를 실험실에서 찾는 원리를 보여 주는 그림이다. 장치 도면이 아니며 세부 모양이 달성한 감도나 추가 차원의 증거를 정하지는 않는다.

하나의 특징적 길이를 갖는 양의 신호만으로는 추가 차원이 입증되지 않는다. 통상적인 새 장도 비슷한 힘을 만들 수 있다. 더 강한 검증은 동일한 질량과 결합의 독립적 제약과 함께 여러 기여의 일관된 형태를 확인하는 것이다. 그 경우에도 다른 스펙트럼 설명들과 비교해야 한다. 영의 결과는 실험 감도가 충분했던 반지름과 결합 영역만 배제한다. 모든 척도에서 공간이 삼차원이라는 것을 확립하지는 않는다.

다음 계산은 실제 물체들에 걸친 평균과 표면 효과를 고려한 뒤 여러 KK 준위와 지수 보정 하나를 구별할 수 있는지 밝혀야 한다. 특히 최소 틈이 중요하다. R보다 훨씬 먼 거리에서는 단거리 기여가 강하게 억제된다. 아직 허용되는 신호 전체가 잡음보다 작다면 이 장치의 능력에 대한 결과가 된다. 그러면 다음 단계는 감도를 바꾸거나 다른 명시적인 모형을 선택하는 것이다.

제17장

공간은 닫힐 수 있는가

공간에 끝이 없으려면 반드시 무한히 이어져야 하는 것은 아니다. 말하기는 쉽지만 머릿속에 유지하기는 어려운 주장이다. 우리는 물체 바깥을 돌아보며 유한한지 확인하는 데 익숙하다. 그러나 공간의 전체 기하 구조는 내부 거리와 경로를 이어 가는 규칙으로 정할 수 있다. 그러면 바깥을 돌아보는 일은 애초에 문제에 포함되지 않는다.

앞 장에서는 숨겨진 추가 방향들이 닫혀 있었다. 이제 질문은 통상적인 삼차원 공간에 관한 것이다. 그 부분들이 어떻게 전체로 연결되는가? 작은 삼각형의 기하학과 빛의 국소적 전파 법칙을 알면서도, 충분히 긴 경로가 공간 전체를 돌아 출발 영역으로 돌아올 수 있는지는 아직 모를 수 있다. 이것이 국소 기하학과 우주 위상 사이의 차이다.

벽 없는 유한성

구의 표면은 경계가 없는 유한 넓이의 익숙한 예다. 표면에만 사는 존재에게 이동은 낭떠러지에서 끝나지 않는다. 우리는 밖에서 구를 보면 편리하지만 그런 시점 없이도 내재 기하학을 정의할 수 있다. 우주론에서 이 비유는 유한할 가능성에 관한 것이지, 우리 우주가 더 큰 공 안의 이차원 껍질이라는 문자 그대로의 주장이 아니다.

익숙한 그림을 더욱 거스르는 예가 있다. 마주 보는 변들을 동일시한 평탄한 정사각형을 생각해 보자. 그림의 오른쪽 끝에 도달하면 경로가 왼쪽에서 이어지고, 위는 아래와 연결된다. 그림 자체에는 경계가 있지만 그 그림이 기술하는 공간에는 경계가 없다. 가장자리 선은 지도를 편리하게 만들려고 자른 자리다. 모형 안에는 그곳에 벽도 이음매도 특별한 물리적 사건도 없다.

삼차원에서는 정육면체 영역의 마주 보는 면들을 쌍으로 동일시한다. 이것이 삼차원 토러스다. 충분히 작은 모든 근방에서는 통상적인 유클리드 기하학을 갖는다. 임의의 직선이 정확히 닫혀야 하는 것은 아니지만, 그 방향으로 움직이면 출발점에 돌아오는 방향들이 존재한다. 종이 위 정육면체는 우주를 담는 용기가 아니다. 마주 보는 면들은 동일한 장소를 표시한다.

이렇게 곡률과 위상을 구별할 수 있다. 곡률은 국소적인 기하 관계를 기술한다. 위상은 영역들이 전체적으로 어떻게 연결되는지와 가능한 경로의 부류를 정한다. 공간 곡률이

영인 경우에는 무한한 유클리드 공간도, 콤팩트한 토러스도 가능하다. 따라서 «관측되는 기하가 평탄에 가깝다»는 결과만으로 «우주가 무한하다»고 결론 내릴 수는 없다. 한 성질의 측정 결과를 다른 질문에 대한 답으로 바꾸어서는 안 된다.

팽창도 콤팩트성과 모순되지 않는다. 기본 영역의 좌표 크기를 L이라 하면 단순한 균일 모형에서 물리적 크기는 aL에 따라 변한다. 전체 부피는 늘어나지만 벽이 외부의 빈 공간으로 밀려나는 것은 아니다. 작은 측정 자들은 대응하는 비콤팩트 모형과 같은 국소 기하학을 따른다. 차이는 충분히 긴 경로와 장들의 전역적 성질에서 드러난다.

닫힌 공간 경로는 과거로의 여행이 아니다. 빛이 그 길을 가는 데 시간이 걸리고, 그동안 우주도 변한다. 더구나 콤팩트하다는 사실만으로 주어진 역사 안에서 빛이 공간을 한 바퀴 돌 수 있었다고 보장되지는 않는다. 크기와 팽창, 관측되는 단계의 나이가 전역적 연결이 접근 가능한 흔적을 남길 수 있는지 정한다.

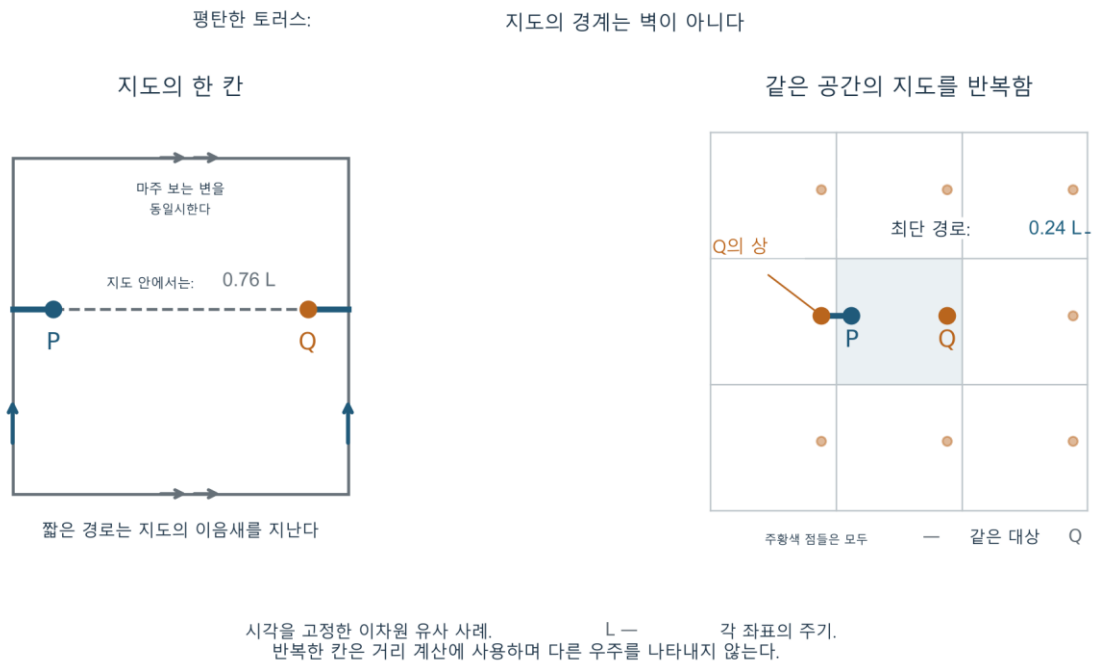


그림 6. 콤팩트 공간의 비유인 이차원 평탄 토러스. 정사각형 지도의 마주 보는 변들을 동일시한다. 반복한 지도는 새로운 물리적 대상들이 아니라 같은 대상의 상들을 보여 준다. 선택한 점들의 최단 경로는 0,24L이며 좌표 이음새를 지난다. 외부 공간에 매입된 표면을 그린 도식이 아니다.

여러 방향에서 보이는 같은 원천

하나의 천체에서 온 빛이 서로 다른 위상적 경로로 우리에게 도달하면 천체가 여러 방향에 나타날 수 있다. 여러 영상과 비슷하지만 거울은 필요하지 않다. 수학적으로는 기본

영역을 복제하여 그 사본들을 가로지르는 곧은 광선을 그리면 편리하다. 사본은 계산 수단이지 추가적인 물리적 은하나 독립 우주가 아니다.

이 탐색에는 난점이 있다. 다른 경로는 보통 다른 방출 시각을 뜻한다. 같은 은하가 서로 다른 발달 단계와 시점, 다른 관측 밝기로 나타날 수 있다. 따라서 똑같은 하늘 사진을 찾는 방식은 약한 형태의 아이디어다. 광원 진화와 목록 선별, 빛 경로의 기하학을 모형화해야 한다. 뚜렷한 쌍둥이가 없다고 즉시 콤팩트 공간을 포기할 수는 없다.



판화 23. 같은 원천의 두 모습. 콤팩트 공간에서는 서로 다른 빛 경로가 같은 원천의 여러 영상을 만들 수 있다. 빛의 이동 시간이 달라 진화의 서로 다른 단계와 서로 다른 방향에서 볼 수 있다. 여기에 그린 두 은하 모습은 개략적이다. 탐색의 어려움을 설명하며, 발견한 위상적 영상의 쌍이나 우주가 닫혔다는 증거를 나타내지 않는다.

더 엄밀한 가능성은 우주배경복사에서 나온다. 이상화한 그림에서는 구형의 최후 산란면을 본다. 동일시가 있는 공간에서 그 표면이 자신의 위상적 복제와 교차하면 교차선은 원이 된다. 그러면 같은 초기 영역들을 우리 하늘의 두 원을 따라 관측한다. 코니시, 스퍼겔, 스타크먼은 이렇게 서로 맞는 무늬를 우주 위상 탐색에 사용하자고 제안했다. [136]

단순한 평탄한 경우에는 공이동 반지름 χ_{rec}가 같은 두 구가 중심 간 거리 $2\chi_{\mathrm{rec}}$보다 가까울 때 교차한다. 이 조건은 공간 크기와 원들의 관측 가능성을 연결한다. 다만 공통된 초기 영역의 빛은 서로 다른 길로 온다. 물질 속도의 시선 방향 투영과 후기 중력 퍼텐셜 변화, 마지막 산란층의 유한 두께가 무늬를 바꾼다. 따라서 이 검증은 온도 화소 하나하나의 동일함을 요구하는 것이 아니라 예측한 통계적 일치를 찾는다.

2015년 데이터에 대한 Planck 분석은 고려한 토러스형 및 층형 모형들에서 콤팩트 위상의 신호를 찾지 못했다. 정육면체 토러스에서는 편광을 이용한 일치하는 원 탐색으로 기본 영역의 내접구 반지름 하한을 얻었다. 신뢰수준 99퍼센트에서 마지막 산란까지 거리의 0,97보다 커야 한다. 이는 특정 기하학과 방법의 제약이다. 우주 전체의 크기를 측정했거나 무한성을 확립했다는 뜻은 아니다. [2]

반복에서 허용되는 파동으로

반복되는 영상만이 흔적은 아니다. 전역 기하학은 물리적 장에 허용되는 진동 집합을 바꾼다. 양 끝이 고정된 현에는 특정 정상파가 허용된다. 주기적인 공간에도 일관성 조건이 있다. 비유는 재료가 아니라 스펙트럼에 관한 것이다. 우주 공간이 탄성 현으로 이루어지거나 역학적 벽을 가질 필요는 없다.

한 변이 L인 정육면체 토러스에서 허용 파동벡터들은 주기성에 따라 다음 형태를 갖는다. 이는 제16장에서 KK 스펙트럼을 얻은, 한 바퀴 돈 파동이 일치해야 한다는 같은 원리다. 이제는 큰 세 방향에서 우주론적 섭동을 제약한다.

$$\mathbf{k}_{\mathbf{n}} = \frac{2\pi}{L}\,\mathbf{n}, \qquad \mathbf{n} \in \mathbb{Z}^3.$$

무한한 평탄 공간에서는 방향과 파장이 연속적인 집합을 이룬다. 여기서는 격자가 나타난다. 우리 하늘에 대한 격자의 방향은 관측 무늬의 통계적 관계에 영향을 준다. L이 커지면 허용 파동벡터 사이의 간격이 줄어 접근 가능한 범위에서 토러스가 점차 통상적인 연속적 기술에 가까워진다. 따라서 매우 큰 콤팩트 우주는 무한한 우주와 사실상 구별되지 않을 수 있다.

우주 배경복사에서는 주어진 각도 크기 요동의 평균 파워 외에도 정보를 찾아야 한다. 하늘 지도는 구 위의 표준 무늬인 구면조화함수로 분해한다. 지수 ℓ은 각도 척도를, m은 같은 ℓ의 무늬들을 구별하며, 계수들은 각 무늬가 지도에 기여하는 정도를 나타낸다. 위상은

원래 통계적으로 등방적인 모형에서 상관되지 않는 계수들을 연결할 수 있다. m에 대해 평균한 파워만 남기면 이런 관계와 함께 기하학 정보 일부를 잃는다. [137]

COMPACT 협력단의 연구는 일치하는 온도 원들이 없어도 모드 간 상관관계로 위상을 탐색할 가능성이 남는다는 것을 구체적 예로 보였다. 검증 수단은 늘어나지만 크고 특이한 반점이 모두 유한 공간의 증거가 되는 것은 아니다. 선택한 다양체의 전체 상관 무늬를 계산하고 관측 하늘과의 양립 가능성을 검증해야 한다. [138]

더 일반적인 공간에서는 동일시에 회전과 다른 변환들이 포함된다. 추가 매개변수가 생기고 관측자의 위치가 중요할 때도 있다. 따라서 계산한 상관 무늬는 특정 다양체에 속한다. 정육면체 토러스는 구성이 명료해 편리하지만 그 제약들이 모든 위상을 포괄하지는 않는다.

지도를 검증하는 편광

편광은 복사를 이루는 전기적 진동 방향의 질서를 기술한다. 우주배경복사에서는 입사 복사에 특정한 각도 불균일성이 있을 때 전자 산란으로 생긴다. 그 무늬를 거울 반사에 대해 서로 다르게 변환하는 E- 및 B-성분으로 나눈다. 온도와 편광은 공통된 초기 섭동에 연결되지만, 그 시간 발전에는 다르게 의존한다. 따라서 편광으로 온도 자료에 맞춘 기하 구조를 검증할 수 있다. [139]

여기서 제안하는 설정은 온도 지도에서 시작한다. 이를 통해 토러스의 허용 크기와 방향을 추정한다. 다만 각 기하학에서 측정한 온도 무늬 자체도 고려해야 한다. T와 E의 관계 때문에 이 무늬가 이미 편광 일부를 예측하기 때문이다. 새 검증은 이 온도 지도에 조건부인 E의 분포에 관한 것이다. 온도 분석에서 기하학만 가져와 관측 온도와 무관한 새 하늘을 만드는 것으로는 부족하다.

고정한 기하학마다 가우스 기술에서는 예상 편광 무늬와 잔차 공분산, 즉 산포 크기와 성분 간 관계가 조건부 예측을 정한다. 이어서 가장 잘 맞는 기하학 하나만이 아니라 크기와 방향의 전체 허용 분포에 걸쳐 예측들을 결합한다. 이 분포 혼합은 더 이상 가우스적이지 않을 수 있다. 편광은 이런 통합 계산에서 정보를 더한다. 완전히 독립적인 하늘로 취급하면 검증의 힘을 잘못 평가한다.

COMPACT의 2025년 연구는 고려한 유클리드 위상들에서 텐서 섭동의 상관행렬도 구성했다. 구별 가능성 추정에는 순수 텐서 신호의 분석이 포함된다. 실제 하늘에는 스칼라

섭동, 잡음, 전경 복사를 추가해야 한다. 발견한 편광 관계는 선택한 다양체들에 해당하며 정육면체 토러스에서도 반드시 유지되는 것은 아니다. [140]

우주 분산은 남는다. 우리는 초기 확률장의 실현 하나를 보며, 가장 큰 각도 척도에는 접근 가능한 모드가 적다. 편광은 데이터 집합을 넓히지만 독립적인 세계를 무한히 제공하지는 않는다. 기기 잡음을 제거한 뒤에도 통계 모형에 대한 추론 정밀도는 제한된다. [7]

어떻게 검증할 것인가

첫 검증 대상은 크기 L과 방향, 주어진 원시 섭동 모형을 갖는 정육면체 삼차원 토러스다. 온도와 편광 지도를 사용한다. 선형 가우스 섭동에 대해 온도–온도, 편광–편광, 온도–편광 관계를 포함한 공동 이론 공분산을 만든다. L이 매우 큰 극한에서 계산은 원래의 비콤팩트 평탄 모형을 재현해야 한다. 이 극한으로 물리적 구성과 프로그램을 함께 검증한다.

모의 지도에 기기 분해능과 실제 마스크, 잡음, 전경의 주파수 성분들을 적용한다. 하늘의 띠를 제거하는 것만으로도 조화 성분들이 연결되므로 모든 경쟁 모형에 같은 관측 및 분석 절차를 적용해야 한다. 주파수와 시간에 따른 분할은 기기 효과를 찾는 데 도움이 된다. 온도와 편광에서 전경을 제거할 때 생기는 공통 오차는 공동 공분산에 넣는다. 그렇지 않으면 서로 맞물린 방해 신호가 기하학의 성공적인 예측처럼 보일 수 있다.

온도로 기하학 매개변수의 분포를 추정한 뒤 E 편광의 조건부 예측을 검증한다. 비콤팩트 모형과 허용되는 원시 비등방성, 교정 오차, 물리적인 편광 회전 등 각 경쟁 설명에 대해서도 같은 조건부 예측을 만든다. T와 E의 상관관계 자체는 위상이 없어도 예상된다. 토러스의 장점은 그 구체적인 구조와 잔류 산포를 올바르게 예측하는 데 있어야 한다. 선택한 크기에서 관측 가능하다면 일치하는 원들도 함께 고려한다. 온도로 제약하지 못하는 경쟁 설명의 매개변수들은 미리 정한 사전분포나 독립적인 외부 제약에 따라 적분한다.

여러 크기와 방향을 탐색하면 우연히 잘 맞는 경우가 생긴다. 따라서 편광 검증 단계까지 포함해 대조 모의실험에서 전체 탐색을 반복하여 유의성을 평가한다. 신호를 찾지 못한 결과는 검출 가능한 효과가 있는 L과 방향의 영역을 제약하지만, 훨씬 큰 콤팩트 공간의 가능성은 남긴다. 기하 구조를 고를 때 사용하지 않은 편광을 성공적으로 예측하고, 같은 자료에서 대안들과 비교해도 유리하다면 토러스를 지지하는 결과가 된다.

다음 작업은 이 통합 분석의 감도 지도다. 토러스와 경쟁 모형들의 예측이 어디서 다르고, 어디서 우주 분산이나 기하학의 불확실성 때문에 차이를 잃는지 보여야 한다. 바로 이런 계산이 경계 없는 유한 공간의 가능성을 그 구조에 대한 검증 가능한 질문으로 바꾼다.

제18장

다른 우주들

'다른 우주'라는 표현은 하나의 우주가 무엇인지 설명하기 전부터 강한 인상을 준다. 이 말이 물리적 실재 전체를 뜻한다면 정의상 밖에 둘째 사본은 없다. 공통된 우주론적 역사를 갖는 영역을 뜻한다면 비슷한 영역들이 더 넓은 모형의 일부일 수 있다. 존재에 대한 논쟁은 말의 범위를 명시하지 않고 바꾸면서 시작되기도 한다.

이 장에서는 정확성이 필요하다. 여러 우주론적 영역을 만들 수 있는 기제와 그 확률 계산의 난점, 상호작용이 남길 수 있는 흔적을 다룬다. 아이디어의 가치는 관측에 대해 어떤 책임을 지는지에 달려 있다. 관측하지 못하는 세계의 수만 늘린다고 설명이 되지는 않는다.

하나의 이름 아래 놓인 서로 다른 과제

가장 온건한 가능성은 빛이 우리에게 도달할 수 있었던 영역 너머로도 우리의 공간이 이어진다는 것이다. 이 경우에는 같은 시공간과 같은 저에너지 물리 법칙을 따르는 다른 은하와 물질 영역을 생각할 수 있다. 지평선은 자료에 대한 접근을 제한하지만, 반드시 세계의 구조 자체를 끝내지는 않는다. 이는 모형을 이어서 적용하는 것이며, 추가 차원이나 다른 양자 법칙을 요구하지 않는다.

앞 장의 위상적 반복은 다르다. 여러 영상이 하나의 물리적 광원에 대응할 수 있다. 기본 영역의 계산상 사본들은 광선 추적을 돕지만 실제 천체를 늘리지는 않는다. 이를 평행우주라고 부르면 지도 그리는 방법을 모형에 없는 새로운 물리적 내용으로 바꾸어 버린다.

영원한 인플레이션의 우주론적 다중우주는 초기 가속 팽창이 서로 다른 방식이나 시점에 끝나는 영역들을 가정한다. 이들을 주머니 우주라고 부르며, 진공 붕괴 시나리오에서는 거품들이 생긴다. 이는 주어진 장과 전이 동역학을 갖는 우주론적 구성의 부분들이다. 모든 주머니 영역이 별도의 벽을 가진 거품 구조여야 하는 것은 아니다.

다른 과제는 양자 이론에 속한다. 에버렛의 상대 상태 정식화는 별도의 붕괴 공준 없이 보편적인 양자 시간 발전을 사용한다. 현대적 설명에서는 서로 다른 결과의 일관된 기록을 갖는, 결어긋난 상태의 분기들을 논한다. 결어긋남은 환경과의 상호작용으로 대안에 관한 정보가 환경에 분산되어, 한 부분계만 관측할 때 접근할 수 있는 간섭이 억제됨을 뜻한다.

이로써 기록의 안정성을 설명하지만, 이 동역학 자체가 양자역학의 해석을 선택하는 것은 아니다. 분기는 양자 상태의 구조로, 거품은 장의 우주론적 동역학으로 정의된다. 두 구성을 연결하려면 별도의 이론이 필요하다. [141] [142]

이 구별은 검증 방식도 정한다. 두 해석이 같은 확률 계산 규칙을 쓴다면 그 확률을 시험하는 실험으로 둘을 구별할 수 없다. 물리적 붕괴 도입처럼 규칙 자체를 바꾸면 다른 검증 가능한 동역학이 정해진다. 간섭 관측이 우주 거품 충돌을 확인하는 것은 아니며, 위상적 반복이 양자 해석을 선택해 주지도 않는다. 따라서 이후에는 우주론적 영역의 생성 기제를 구체적으로 다룬다.

공간은 급팽창을 어떻게 유지하는가

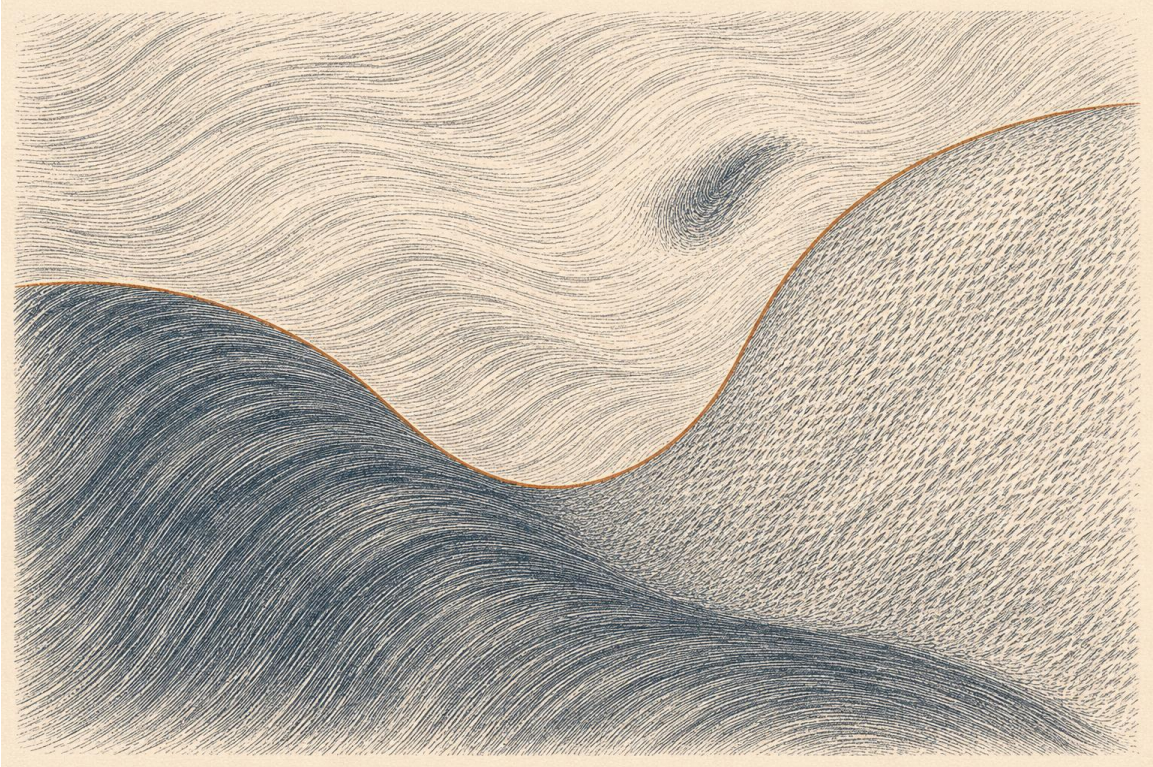
제11장에서는 인플레이션을 이후의 뜨거운 역사를 위한 조건을 만드는 초기 단계로 다루었다. 우리 영역에서는 끝나야 한다. 하지만 국소적으로 끝난다고 모형의 전체 공간에서 과정이 멈추는 것은 아니다. 어떤 영역이 통상적인 진화로 넘어가는 동안 다른 곳에서는 인플레이션이 유지되어 새로운 물리적 부피를 만들 수 있다.

확률적 자기 재생 시나리오에서는 인플레이션 장의 고전 운동이 양자 요동과 경쟁한다. 전형적인 팽창 시간 동안 어떤 영역에서는 장이 인플레이션의 끝으로 나아가고, 다른 곳에서는 장의 변화가 이 탈출을 지연시킨다. 계속 팽창하는 영역들이 충분히 효율적으로 늘어나면 많은 개별 궤적이 이미 인플레이션 영역을 떠나도 전체 부피는 증가할 수 있다. 린데는 1986년 연구에서 이런 기제를 다루었다. [143]

양자 요동이 있다는 것만으로 영원한 인플레이션이 보장되지는 않는다. 알맞은 퍼텐셜 형태와 기술의 적용 영역, 동역학적 척도들의 관계가 필요하다. 접근 가능한 섭동을 만들었을 퍼텐셜 구간의 관측이 멀리 떨어진 구간까지 정해 줄 필요는 없다. 자기 재생이 가정되는 곳으로 장을 연장하는 것은 추가적인 물리 주장이다.

다른 기제는 준안정한 진공, 곧 거짓 진공을 이용한다. 오래 유지될 수 있지만 붕괴 경로가 있는 상태다. 새 상태의 영역들이 생성되며 전이가 일어나는 동안 남은 배경은 계속 팽창한다. 거품으로 넘어가는 부피에 비해 팽창이 충분히 빠르면 전이가 전체적으로 끝나지 않을 수 있다. 여기서는 거품 생성과 거짓 진공 부피의 증가가 경쟁한다. 확률적 시나리오에서는 장의 표류와 요동이 경쟁한다. [144]

여기서 '거품'이라는 말은 통상적인 기체와 외부 공기를 요구하지 않는다. 장의 다른 상태가 있는 영역과 전이 경계를 뜻한다. 이론이 여러 진공을 허용하면 영역마다 유효한 성질이 다를 수 있다. 다만 수학적으로 허용되는 진공이 많다고 모두 실현된 것이 입증되지는 않는다. 어떤 초기 상태에서 어떤 전이가 어떤 속도로 가능한지 동역학이 설명해야 한다.



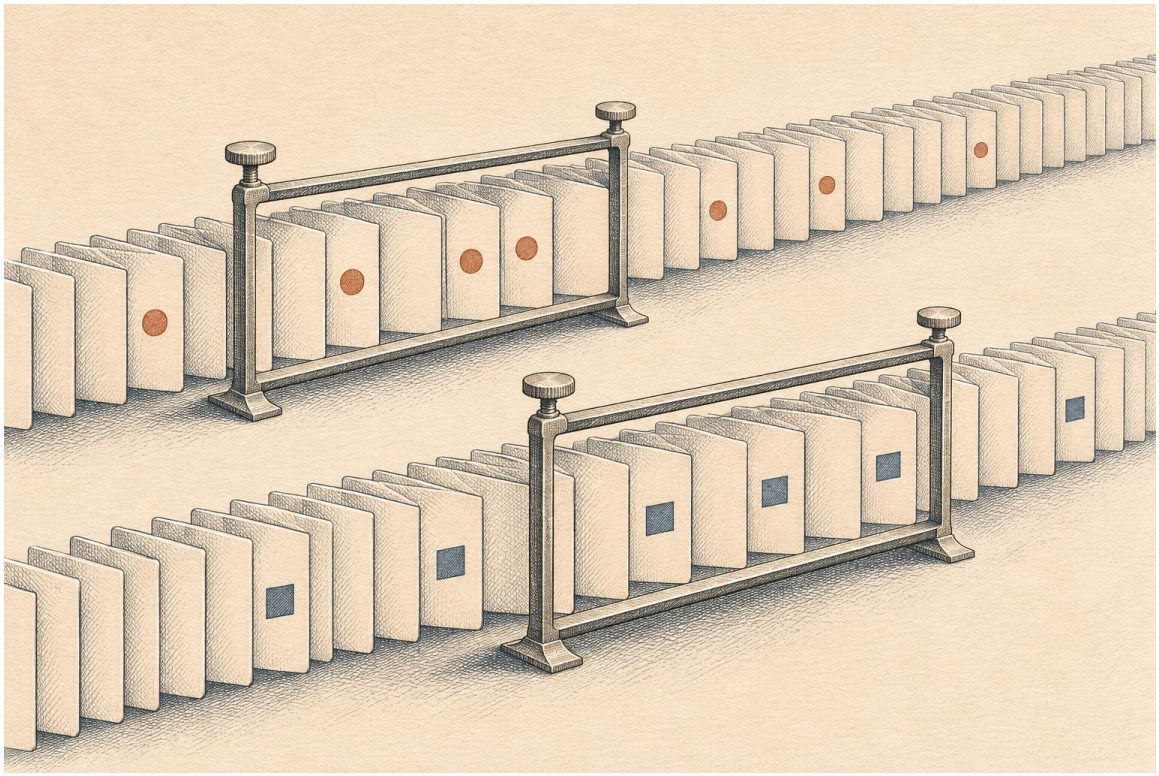
판화 24. 서로 다른 장 상태의 영역들. 거품 시나리오는 장의 서로 다른 상태 영역들과 전환 경계를 다룬다. 판화에서는 질감을 달리하여 구분하며 외부의 공기로 떼어 놓지 않았다. 가정된 동역학의 모습이다. 허용되는 상태가 여러 개라는 사실만으로 어떤 상태가 실제 생겨났고 그 확률이 얼마인지 알 수는 없다.

마지막으로 미래가 영원하다고 과거 문제가 풀리지는 않는다. 보르드–구스–빌렌킨 정리는 평균 팽창에 관한 전제 아래 특정 측지선의 과거 불완전성을 확립한다. 모든 것이 절대적인 무에서 생겨났다고 증명하지 않는다. 따라서 자기 재생 인플레이션 모형은 내부에서 새 영역의 생성이 멈추지 않더라도 과거 경계에 대한 별도 기술이 필요할 수 있다. [102]

무한을 어떻게 셀 것인가

이론이 두 유형의 영역을 무한히 많이 만든다고 하자. 첫 유형의 확률은 얼마인가? 먼저 영역 자체인지 같은 물리 부피들인지 특정 사건들인지, 표본을 이루는 대상을 정해야 한다. 이어서 비교 규칙이 필요하다. 유한 표본에서는 빈도를 세지만 무한 앙상블에서는 두 무한의 비만으로 확률이 정해지지 않는다.

간단한 수학적 예가 문제를 보여 준다. 번호를 붙인 빨간 카드와 파란 카드의 무한 집합들이 있다고 하자. 매번 각 색의 처음 n장을 포함하도록 표본을 늘리면 빨간 카드의 비율은 절반이다. 처음 빨간 카드 2n장과 파란 카드 n장을 포함하면 삼분의 이다. 어느 경우든 특정 카드는 언젠가 포함된다. 다른 것은 무한 집합을 차례로 포괄하는 순서다.



판화 25. 무한을 세는 순서. 멀리 이어지는 두 카드 집합은 무한 집합 자체가 세는 방법을 정해 주지 않는다는 점을 상기시킨다. 유한 표본을 늘리는 규칙이 다르면, 시간이 지나 모든 카드를 포함하더라도 비율이 달라질 수 있다. 그림은 이 비유의 의미를 전달한다. 우주론적 영역의 수치 확률을 정하거나 측도 문제를 해결하지는 않는다.

우주론의 측도 문제는 이 예보다 복잡하다. 시간 표면으로 시공간을 자르거나 선택한 궤적을 따르거나 다른 가중치를 도입할 수 있다. 커지는 앙상블에서는 규칙 선택이 빈도를 바꾼다. 예컨대 등록 지연이 긴 사건은 시작을 이미 셌어도 절단 밖에 남을 수 있다. 구스와

반추린은 특정 전역 절단에서 이런 의존성을 연구했다. 우리 관측의 전형성을 계산하기 전에 물리적인 계수 규칙을 골라야 한다. [145]

측도는 동역학 및 확률적 요구와 일관되고 명확한 결과를 주며 검증을 견뎌야 한다. 이미 알려진 결과가 전형적이 되도록 규칙을 고르는 것으로 설명이 완성되지는 않는다. 새로운 측도 선택은 예측 구성을 바꾸므로 독립적인 근거가 필요하다.

관측의 선별 효과도 있다. 특정 물리 조건에서 데이터를 얻으므로 기록된 사건의 분포가 모형의 전체 사건 분포와 다를 수 있다. 은하 수를 셀 때 망원경 감도를 고려하듯 이런 선별도 반영해야 한다. 다만 선별 조건이 출발 분포를 대체하지는 않는다. 우리 결과가 얼마나 예상되는지 평가하려면 영역의 생성 방식과 가중 규칙, 그리고 표본에 포함하는 명시적인 조건이 모두 필요하다.

'어딘가에서는 모든 것이 실현된다'는 주장은 이 작업을 건너뛴다. 무한 앙상블도 제한된 상태 부류만 포함할 수 있다. 무한한 짝수열에 홀수가 없는 것과 같다. 우리 상태가 허용 상태 중에 있다는 사실만으로 확률을 알 수는 없다. 모형이 결과 분포를 제한하여 데이터와 맞지 않을 위험을 질 때 설명력이 생긴다.

다른 거품은 흔적을 남길 수 있는가

대부분의 영역에 접근할 수 없다고 개별 흔적에도 접근할 수 없는 것은 아니다. 일부 거품 시나리오에서는 나중에 우리의 관측 영역이 생겨난 부분에 충돌이 영향을 줄 수 있다. 그러면 계산은 충돌 동역학을 원시 섭동에, 원시 섭동을 우주 배경복사의 온도와 편광에 연결해야 한다. 구체적인 물리 과정의 사슬을 검증하는 것이다.

예상 무늬는 퍼텐셜과 충돌 기하학, 이후 진화에 달려 있다. 적절한 조건에서는 특징적인 각도 영역과 서로 연결된 온도 및 편광 응답 구조를 갖는다. 그러나 둥근 반점 자체가 고유한 징표는 아니다. 무작위 원시 장과 후기 중력 효과, 지도 오염도 다른 우주 거품 없이 특이해 보이는 영역을 만들 수 있다.

의미 있는 검증의 역사적 사례는 WMAP 칠 년 데이터에 대한 피니와 공동연구자들의 분석이다. 저자들은 하늘 전체의 탐색을 고려한 후보 선별과 모형 비교 절차를 만들었다. 결과는 기준 우주론에 거품 충돌을 추가할 것을 요구하지 않았다. 이는 특정 형판과 매개변수의 제약 사례이며 모든 영원한 인플레이션에 대한 관측적 반박은 아니다. [146]

2015년 후속 연구는 충돌의 수치 모형을 온도 및 편광 전달 함수에 연결했다. 이 함수들은 진화와 투영을 고려하여 섭동의 초기 공간 분포를 관측 하늘 무늬로 옮긴다. 측정의 이득은 우주 분산으로도 제한되며 근본 매개변수의 추론은 채택한 우주론에 달려 있다. 그 논문의 수치 예측을 다른 장치에 쓰려면 새 계산이 필요하다. [147]

여기서는 두 결과를 구별한다. 데이터로는 미리 정한 관측 형판의 매개변수를 제약할 수 있다. 이를 우주론적 기제에 대한 결론으로 바꾸려면 어떤 매개변수의 흔적들을 얼마나 자주 만드는지 알아야 한다. 설득력 있는 충돌조차 우선 확인하는 것은 접근 가능한 인과 역사 안의 사건이다. 앙상블의 무한한 연장은 전역 동역학에 대한 별도 추론으로 남을 것이다.

어떻게 검증할 것인가

연구 계획은 거품 전이의 한 모형에서 시작한다. 퍼텐셜, 초기 상태, 충돌 매개변수, 이후의 인플레이션 역사를 정한다. 이들로부터 섭동과 관측 가능한 온도 및 편광 분포를 계산한다. 형판의 모양이 필요한 정확도에서 안정될 때까지 수치 계산의 공간 및 시간 해상도를 높인다. 그다음 매개변수를 허용된 범위에서 바꿔도 두 관측 경로 사이 어떤 관계가 유지되는지 검증한다. 그런 관계만이 새 측정에 대한 예측이 될 수 있다.

주요 데이터는 우주 배경복사의 다중 채널 지도다. 가정한 신호의 진폭과 각도 크기, 공간 분포를 예측한 편광 응답과 함께 측정한다. 통상적인 우주론 실현과 다른 기원의 원시 특징, 후기 구조, 전경 모형들과 비교한다. 우주론 매개변수와 교정 불확실성을 일관되게 바꾼다. 편리한 배경을 고정하면 새 효과에 대한 선호를 인위적으로 높일 수 있다. 후보에 대해서는 여러 주파수 지도의 각도 응답을 같게 맞춘다. 분해능 차이가 반점 형태의 변화를 흉내 내서는 안 된다. 마스크와 전경 제거 방식은 유의성 평가 전에 고정한다.

모의실험에 강도가 알려진 인공 신호를 넣고 전체 알고리즘의 검출 완전성과 오경보 빈도를 측정한다. 형판의 위치와 크기, 모형군을 탐색하는 과정도 평가에 포함된다. 편광은 17장에서처럼 이미 알려진 온도 지도를 조건으로 검증한다. 이는 같은 정보를 다시 세지 않으면서 두 경로의 공통 물리를 활용한다. 장비가 개선되어도 우주 분산은 남는다.

반드시 있어야 하는 검출 가능한 신호가 없다면 해당 매개변수 영역을 배제한다. 다만 보이는 충돌이 드물거나 흔적이 접근 가능한 척도 밖에 있다면 후보의 부재는 전역 모형을

약하게만 제약한다. 긍정적 결과는 마스크와 관측 주파수, 처리 방식의 변화에도 남아야 하며, 편광을 포함한 전체 분포로 대안들과 비교해야 한다.

다음 계산은 구체적인 충돌 매개변수의 함수로 검출 확률을 구하는 것이다. 이어서 예측 사건 빈도와 진폭 분포를 결합한다. 이 둘째 단계가 확립되지 않은 측도에 의존한다면 관측 형판에 대한 조건부 감도와 선택한 측도별 결과를 따로 제시해야 한다. 그러면 실제로 하늘에서 얻은 제약이 전역 앙상블의 불확실성 속에서 사라지지 않는다.

제19장

중력은 언제 양자적이 되는가

중력은 돌과 원자, 양자계에 작용한다. 그렇다고 이들 모두로 중력의 본성을 똑같이 잘 연구할 수 있는 것은 아니다. 원자의 낙하는 양자 물질에 작용하는 중력을 검증한다. 더 까다로운 질문은 질량 자체가 서로 다른 위치들의 중첩에 있을 때 생긴다. 어떤 중력 작용을 만들며, 곁의 다른 양자계에는 무슨 일이 일어나는가? 여기서 익숙한 힘의 식은 원천의 여러 가능한 배치를 동시에 기술할 필요성과 만난다.

약한 장에서의 양자적 질문

이를 위해 반드시 블랙홀 중심에서 시작할 필요는 없다. 계가 충분히 고립되어 있고 관측량이 양자 상관관계에 민감하다면 약한 장에서도 상호작용의 양자적 성질이 드러날 수 있다. 이때 중력이 약하다는 점이 주된 실험 장애물이 된다. 훨씬 강한 전기력과 자기력이 파괴하거나 바꿀 수 있는 상태를 보존하면서 중력 작용을 누적해야 한다.

중력의 양자이론을 전혀 모른다는 주장은 지나치게 거칠다. 충분히 낮은 에너지에서는 일반상대성이론을 양자 유효이론으로 쓸 수 있다. 이 기술에서는 알려진 자유도들이 정하는 효과를 극도로 작은 척도의 미지 물리학과 분리한다. 존 도너휴는 공간의 미시 구조에 대한 최종 답 없이도 주된 장거리 양자 보정을 얻는 방법을 보였다. 이는 통제 가능한 계산 영역이지 모든 에너지를 위한 완성 이론은 아니다. [148]

여기서 얽힘 생성의 검증과 힘 보정의 탐색, 양자 시간 발전 변화의 시험이라는 서로 다른 실험 목표가 나온다. 이 과제들은 이론의 다른 성질에 민감하다. 중력 얽힘을 발견하더라도 접근 가능한 저에너지 극한이 같은 양자중력 이론들끼리는 구별하지 못할 것이다.

제16장에서는 힘 법칙의 변화를 찾았다. 여기서 질문은 다르다. 주된 뉴턴 상호작용 자체가 두 질량에 양자적으로 작용할 수 있는가? 두 원천의 위치를 양자적으로 기술하면 통상적인 상호 인력 에너지만으로도 얽힘이 생길 수 있다. 이를 위해 퍼텐셜의 작은 양자 보정을 먼저 측정할 필요는 없다. 중요한 것은 알려진 상호작용이 공동 상태에 미치는 작용이다.

두 질량과 네 경로

작은 질량 두 개가 각각 잘 구별되는 두 위치 L과 R의 중첩에 있다고 하자. 쌍에는 LL, LR, RL, RR이라는 네 조합이 생긴다. 각 조합의 거리와 따라서 인력 에너지는 다를 수 있다. 대기 시간 동안 조합들에는 서로 다른 양자 위상이 쌓인다. 상대 위상은 이후 간섭 판독에서 대안들이 서로 어떻게 강화하거나 억제하는지 정한다.

수가토 보스와 공동연구자들의 제안에서는 공간 갈래를 스핀 상태에 연결하여 운동 준비와 결과 판독에 활용한다. 공간 갈래를 재결합한 뒤 스핀 상관관계를 측정한다. 적절한 조작 순서를 쓰면 질량들의 상호작용 중 생긴 얽힘에 대한 정보를 담는다. 이 연구는 실험 제안이다. 그런 중력 얽힘이 이미 관측되었다고 결론 내릴 수는 없다. [149]

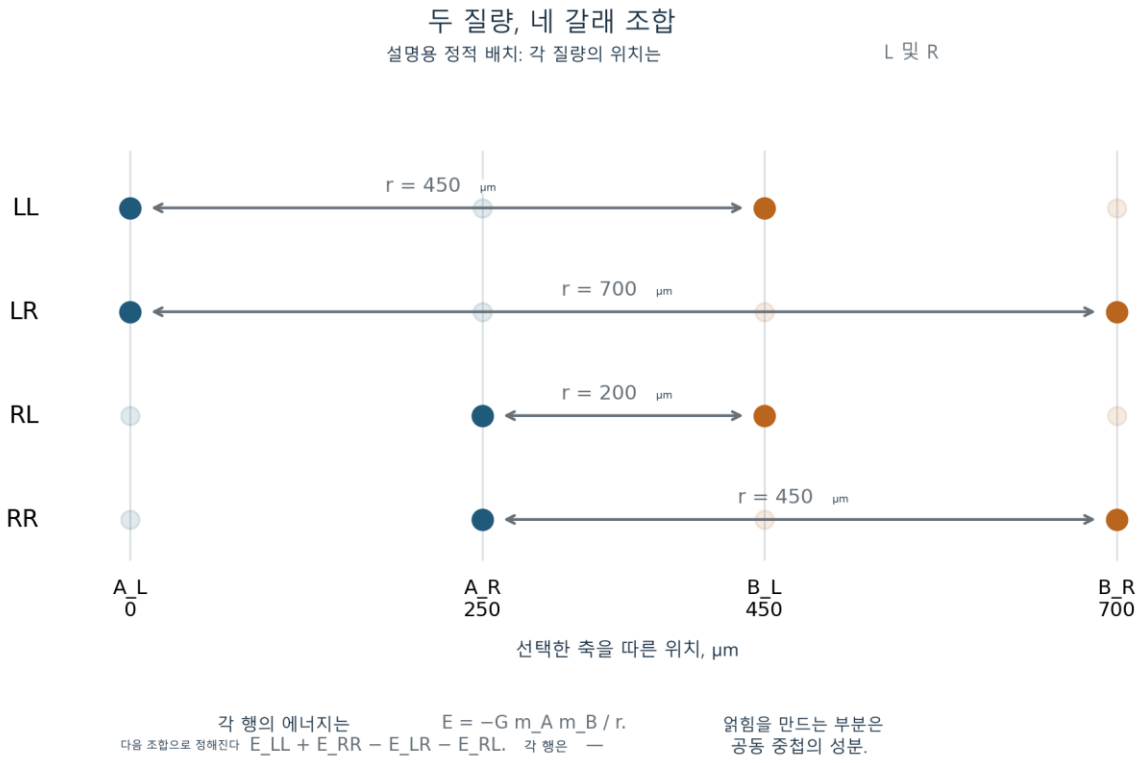


그림 7. 계산 예시의 가상 정적 기하학에서 두 질량의 공간 갈래가 이루는 네 조합. 위치는 마이크로미터로 나타냈다. 거리는 450, 700, 200, 450 μm다. 동시에 국소화된 입자로 수행하는 별개의 네 실험이 아니라 공동 양자 상태의 성분들이다. 도식에는 준비, 갈래의 재결합, 잡음을 표시하지 않았다.

모든 위상 차이가 얽힘을 만들지는 않는다. 각 갈래의 위상이 첫 질량에 대한 개별 작용과 둘째 질량에 대한 개별 작용의 합이면 처음에 독립이었던 상태들은 독립으로 남는다. 얽힘을 만드는 부분은 한 질량에 대한 작용이 다른 질량의 위치에 의존함을

나타낸다. 독립적인 국소 기여가 상쇄되는 네 에너지의 조합으로 이를 분리한다. 거리가 일정할 때에는 다음과 같다.

$$H_{\mathrm{int}} = \hbar g Z_A Z_B, \qquad g = \frac{E_{LL} + E_{RR} - E_{LR} - E_{RL}}{4\hbar}, \qquad E_{ij} = -\frac{G m_A m_B}{r_{ij}}.$$

H_{int}는 상호작용 에너지 연산자이며, Z는 두 갈래에 플러스 일과 마이너스 일을 부여한다. 국소 항들은 이미 식에서 분리했다. 개별 위상을 바꾸지만 그 자체로 질량들을 얽히게 하지는 않는다. 매개변수 g는 역초 단위로 측정하며 얽힘을 만드는 작용이 쌓이는 속도를 정한다. 근사는 좁은 파동묶음과 알려진 거리를 가정한다. 실제 궤적에서는 갈래의 분리와 재결합까지 포함하여 이 에너지 조합을 시간에 대해 적분해야 한다.

가상의 계산 예를 보자. 두 질량은 모두 10^{-14}킬로그램이고, LL과 RR의 거리는 450마이크로미터, LR은 700, RL은 200마이크로미터다. g의 절댓값은 약 0,0314 s^{-1}이다. 잡음 없는 이상 모형에서 첫 얽힘 최댓값에는 약 25초에 도달한다. 이 수치들은 과제의 규모를 보여 줄 뿐, 그런 중첩을 그 시간 동안 유지할 능력을 이미 달성했다는 증거는 아니다.

퍼텐셜의 정적 표현이 물리적 신호의 순간 전달을 뜻하지도 않는다. 이는 천천히 변하는 배치에 대한 저에너지 근사로, 장 변수 일부를 이미 기술에서 제외한 것이다. 매개자와 인과성의 역할을 물으려면 이 근사의 조건을 복원해야 한다. 장의 동역학을 두 질량의 직접 상호작용으로 바꾼 뒤 축약된 식에 장이 없다는 사실을 물리적으로 장이 불필요하다는 증거로 삼아서는 안 된다. 실험 해석에는 유효 계산의 정확성과 그 계산의 바탕 이론이 모두 중요하다.

측정값들의 통상적인 일치만으로는 부족하다. 공통 진동도 상관관계를 만든다. 얽힘 증인은 상태 곱들의 허용된 어떤 혼합에서도 정해진 범위에 머무는 측정 조합이다. 그 경계를 넘으면 얽힘이 확인된다. 양자 위상을 보려면 여러 방향에서 스핀을 측정해야 한다. LL, LR, RL, RR 위치의 빈도만으로는 과제가 해결되지 않는다. 이상적인 위상 상호작용에서는 상태가 얽히는 동안에도 그 빈도들이 그대로일 수 있다.

얽힘을 입증하는 것

이 결과가 왜 매개자에 대해 말해 주는가? 각 질량에 대한 국소 연산과 고전 결과의 전달은 상태 곱들의 혼합을 다시 그런 혼합으로 바꾼다. 통상적인 상관관계는 만들 수

있지만 얽힘은 만들 수 없다. 중력 매개가 전적으로 이런 채널로 환원된다면 처음에 얽히지 않은 질량들을 얽히게 할 수 없다. 따라서 전제들이 성립할 때 발견된 얽힘은 바로 이 매개자 부류를 배제한다.

결론을 얻으려면 준비 과정, 장치의 공통 양자 요소, 잔류 전자기 상호작용이 만든 얽힘을 배제해야 한다. 부분계를 나누는 방식과 국소성의 의미도 정당화해야 한다. 이 논증에서 국소 연산은 선택한 부분계 중 하나에 작용한다. 이는 빛보다 빠른 신호 전달을 일반적으로 금지하는 것보다 구체적인 수학적 요구다. 초광속 통신 금지만으로는 매개자 정리에 충분하지 않다.

이 차이는 상세한 논쟁의 대상이 되었다. 안드레아 디 비아조는 중력장의 양자적 본성에 대한 결론이 이론적 기술 선택과 무관하지 않음을 보인다. 일부 매개자 논증에 필요한 정보적 국소성은 시공간적 국소성과 다를 수 있다. 따라서 발견한 효과를 '고전 중력'이라는 포괄적 이름만이 아니라 구체적인 대안들의 정량적 예측과 대조해야 한다. [150]

반면 톈펑 펑, 블라트코 베드랄, 키아라 마를레토는 국소 매개 조건을 명시적으로 가정할 때 증인으로부터의 추론을 옹호한다. 그들은 상태 붕괴를 포함한 대안들이 해당 의미에서 비국소 상호작용을 사용한다면 이 논증을 반박하지 못하는 이유를 보인다. 더 단정적인 표현을 고르는 것으로 논쟁을 해결할 수는 없다. 비교하는 모형들이 어떤 전제를 공유하며 어떤 측정으로 예측을 구별하는지 밝혀야 한다. [151]

독립 부분계를 구분하는 일 자체에도 미묘함이 있다. 게이지 이론에서는 물체의 물리적 기술이 주변 장과 연결된다. 중력에서는 이를 중력적 옷 입힘이라고도 부른다. 니콜라 불과 길레르미 프란츠만은 이런 관계들이 전체 상태를 독립 인자들로 분해하는 일을 어떻게 복잡하게 만드는지 논한다. 그들의 추정에서 고려한 실험 영역의 보정은 무시할 만큼 작다. 따라서 문제의 이름만으로 실험을 거부할 것이 아니라 부분계 근사를 정량적으로 검증해야 한다. [152]

실용적인 목표는 위상과 결맞음 손실, 얽힘으로 동역학 부류들을 비교하는 것이다. 다른 몇 기술이 접근 가능한 결과를 똑같이 주더라도 개별 실험으로 특정 고전 상호작용 모형을 배제할 수 있다.

위상과 결맞음의 상실

얽힘을 만드는 작용과 경쟁하는 것은 결맞음의 상실이다. 결맞음은 간섭을 좌우하는 상대 위상의 안정성을 뜻한다. 밀도행렬 ρ는 통계적 불확실성과 대안 간 관계를 포함하여 공동 양자 상태를 기술한다. 첫 계산에서는 서로 독립적인 국소 무기억 잡음을 가정한다. 즉 이전의 환경 상호작용이 현재 상태 변화율에 유의한 영향을 주지 않는다고 둔다.

$$\dot{\rho} = -ig[Z_A Z_B, \rho] + \sum_{i=A,B} \gamma_i (Z_i \rho Z_i - \rho), \qquad \gamma_i = \gamma_{\mathrm{env},i} + \eta |g|, \quad \eta \geq 0.$$

우변 첫 항은 상호작용 위상을 누적하고, 합은 위상 이완을 기술한다. 선택한 정규화에서 자유계 하나의 결맞음은 속도 2γ로 감쇠한다. γ_{env} 부분은 통상적인 환경에 배정하고, 추가항 η|g|는 무차원 계수 η를 갖는 상호작용 세기 관련 잡음에 대한 검증 가정이다. 이는 감도를 연구하기 위한 모형군이다. 상관된 잡음이나 기억을 갖는 환경에는 다른 방정식이 필요하다.

두 갈래의 같은 크기 중첩들을 곱한 초기 상태에 대해 이 모형은 시간의 초기 근사에서 얽힘 생성의 간단한 조건을 준다.

$$g^2 > \gamma_A \gamma_B.$$

문턱은 이 방정식과 초기 상태, 초기 시간 발전에 해당한다. 양자중력과 고전 중력의 보편적인 경계가 아니다. 얽힘을 만드는 위상 축적과 결맞음 파괴 사이의 경쟁을 보여 준다. 따라서 대기 시간을 늘리면 알맞은 잡음 범위에서만 결과가 개선된다.

g를 하나로 고정하면 환경 잡음의 불확실성 때문에 전체 위상 이완을 통상적 기여와 추가 기여로 나누는 방법이 여러 개 가능하다. 통상적 속도들이 음이 아니라는 조건으로 η의 보수적 상한을 얻을 수는 있지만 값을 유일하게 정하지는 못한다. 배치마다 임의의 환경 보정을 허용하면 거리를 바꾸어도 모호성은 사라지지 않는다. η를 분리하려면 독립적인 교정이나 모든 실험군에 동시에 적용되는 공통 물리적 방해 요인 모형이 필요하다.

실질적인 고전 대안도 있다. 한 계의 위치를 연속 측정하고 피드백으로 그 결과를 다른 계에 전달하는 것이다. 카프리, 테일러, 밀번은 기계 공진기를 위한 이런 채널 모형을 구성했다. 그 구성에서 상호작용은 잡음을 수반하고 얽힘을 만들지 않는다. 다만 우리

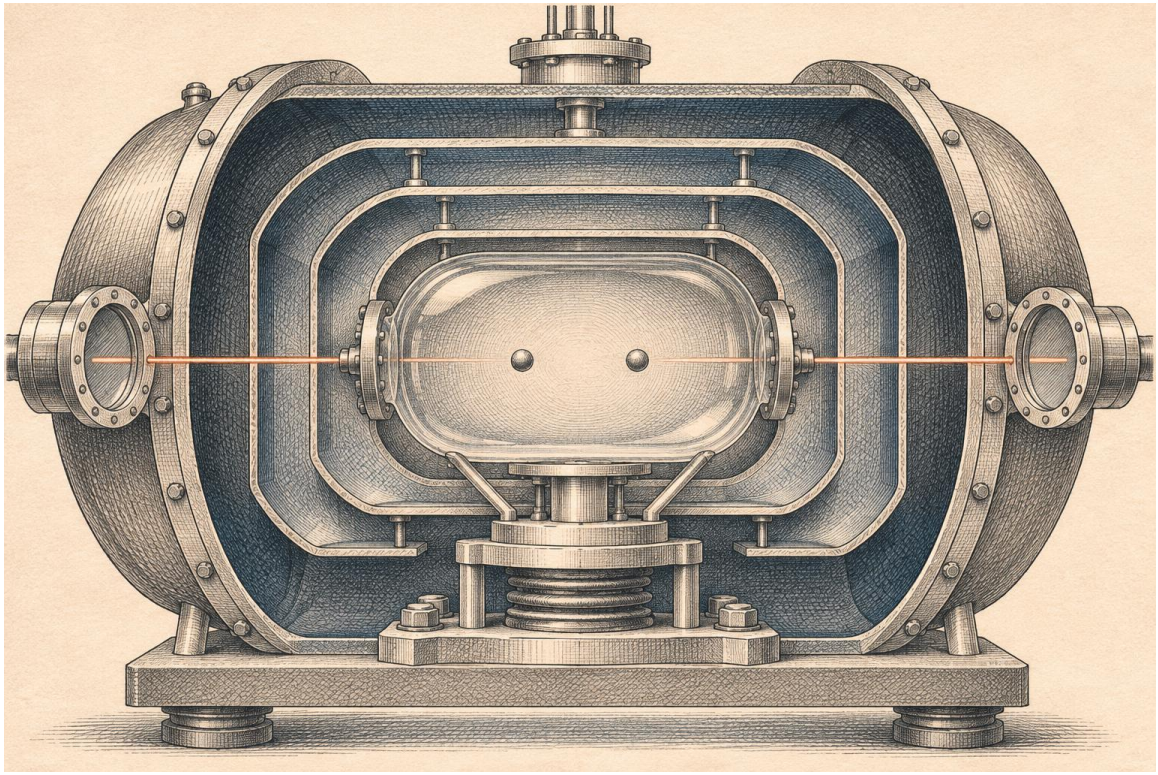
방정식의 η를 바꾸어 부르는 것만으로 얻을 수는 없다. 특정 간섭계의 공간 갈래로 옮기려면 별도 유도가 필요하다. [153]

잔류 전자기 상호작용은 다른 방식으로 위험하다. 실제 얽힘을 만들 수 있으므로 추가 잡음 매개변수가 아니라 별도의 결맞은 동역학 항이 필요할 수 있다. 따라서 얽힘 검출과 그 얽힘의 중력적 기원 확립은 순차적인 두 실험 과제다.

어떻게 검증할 것인가

실험에서는 두 질량의 여러 기하학과 상호작용 시간을 비교한다. 갈래를 재결합한 뒤 미리 고른 방향에서 개별 결맞음과 스핀 상관관계를 측정한다. 국소 위상도 교정한다. 얽힘을 만들지는 않지만 판독축에 대해 상관관계를 회전시키기 때문이다. 준비 및 측정 오차를 포함하여 증인을 평가하고, 누적 위상이 질량, 거리, 지속 시간에 어떻게 의존하는지도 검증한다. 이는 간섭 가시도의 한 가지 변화가 아니라 공동 상태의 검증이다.

비슷한 펄스와 환경 조건을 유지하면서 얽힘을 만드는 중력 위상 조합을 억제한 대조 순서들이 필요하다. 실제 궤적에서 신호와 대조 실험의 남아 있는 방해 요인 감도를 모두 계산한다. 입자 전하와 표면 전기장의 불균일성, 자기 기울기, 진동, 잔류 기체, 열복사를 따로 측정한다. 차폐막을 쓰면 그 운동과 힘, 잡음까지 모형에 포함한다. 거리 변화만으로 상호작용 기원을 확립할 수는 없다.



판화 26. 양자 상태를 보존하기. 개념적 장치는 두 작은 질량을 고립하고 환경을 통제하는 과제를 강조한다. 중력 얽힘의 검증에서는 잔류 기체, 열, 진동, 전자기 상호작용이 중요하다. 판화는 실제 검출을 수행한 모습을 나타내지 않는다. 실제 실험에는 상태의 별도 준비, 갈래의 재결합, 정량적으로 검증한 간섭 모형 아래의 상관관계 측정이 필요하다.

교정된 환경에서의 결맞은 뉴턴 퍼텐셜, 같은 퍼텐셜에 공통 추가항 η를 더한 모형, 장치에 대해 유도한 측정 및 피드백 채널, 잔류 전자기 상호작용을 비교한다. 각 모형은 위상과 가시도, 스핀 상관관계를 동시에 기술해야 한다. 실험군 사이의 공통 물리 관계로 방해 요인 매개변수들을 연결한다. 실험마다 자유롭게 따로 맞추면 η는 결정할 수 없게 된다.

얽히지 않은 상태의 경계를 증인이 통계적으로 유의하게 넘으면 채택한 판독 모형 아래 얽힘이 확인된다. 그 중력적 기원을 확립하면 비교한 모형 중 이 효과를 만들지 못하는 것들을 배제할 수 있다. 비고전 매개자라는 더 강한 결론에는 국소 매개 조건이 추가로 필요하다. 영의 결과는 위상 부족이나 결맞음 파괴, 증인의 감도 부족일 수도 있다. 그 자체로 고전 장을 확인해 주지는 않는다.

가장 먼저 할 계산은 실제 궤적에 대해 선택한 대안 동역학을 도출하고, 알려진 매개변수와 독립적으로 추정한 잡음을 넣은 인공 자료에서 전체 분석을 검증하는 것이다.

필요한 반복 횟수와 통상적인 잡음을 매개변수 η의 효과로 잘못 돌리는 빈도를 밝혀야 한다. 그 뒤에야 추가 위상 이완의 제약에 명확한 물리적 의미가 생기고, 매개자에 관한 논쟁에도 비교할 수 있는 실험적 귀결이 생긴다.

제V부 열린 미래

제20장

한 우주의 여러 미래

먼 천체의 빛으로 과거를 복원하며 우리는 점차 팽창 역사를 얻는다. 찾아낸 곡선을 앞으로 연장하고 싶은 자연스러운 마음이 생긴다. 공간은 끝없이 팽창할까? 가속은 계속될까? 어떤 영역들이 언젠가 신호를 교환할 수 있을까? 그래프의 수학적 연장은 쉽다. 물리적으로는 아직 지나지 않은 역사를 정하는 법칙을 알아야 한다.

미래 예측에는 관측과 모형 연장에 대한 가정이 함께 들어간다. 어떤 가정은 근거가 탄탄하여 견고한 귀결을 준다. 어떤 경우에는 여러 허용 연장이 접근 가능한 과거를 똑같이 기술한다. 이 구별을 엄밀하게 만들 수 있다. 특정한 과거 기술은 일치하지만 미래 인과 구조는 다른 통상적인 고전 모형 둘을 구성하는 것이다. 이 예는 팽창 역사 하나에서 어떤 정보를 얻을 수 없는지 정확히 보여 줄 것이다.

어떤 전제가 운명을 정하는가

공간 곡률만으로 우주의 운명을 정할 수는 없다. 기하 구조와 미래 사이의 관계는 에너지의 구성과 압력에 의존한다. 암흑에너지의 성질이 적절하면 공간적으로 닫힌 모형이 끝없이 팽창할 수 있고, 닫히지 않은 모형이 수축으로 바뀔 수도 있다. 크라우스와 터너는 우주상수가 관측 우주론에 돌아온 뒤 이 의존성을 강조했다. 기하학은 세계의 구조 중 중요한 부분을 알려 주지만, 이후의 움직임에는 동역학 법칙이 필요하다. [154]

양의 우주상수가 유지되어 결국 지배하면 팽창은 지수 형태에 접근한다. 가속 성분의 밀도가 충분히 빠르게 줄기 시작하면 가속은 끝날 수 있다. 다른 모형에서는 다시 수축할 수도 있다. 빅 립 시나리오도 있다. 해당 일반상대성이론 모형에서 에너지 밀도에 대한 압력의 일정한 비가 마이너스 일보다 작은 채 유지되면, 유한한 고유시간 안에 밀도와 척도인자가 발산한다. 이는 주어진 연장의 조건부 귀결이지 관측 우주의 확립된 결말이 아니다. [155]

상태방정식의 관측 추정은 접근 가능한 시대들에 관한 것이다. BAO와 우주 배경복사, 초신성의 결합은 선택한 모형 안에서 거리와 팽창의 역사를 검증한다. 암흑에너지의

진화를 설득력 있게 발견해도 미래의 모든 성질이 정해지지는 않는다. 데이터가 실제로 동역학을 제약하는 범위가 중요하다. [8]

편리한 매개변수화에도 용도가 정해져 있다. 예를 들어 몇 계수로 상태방정식을 기술하면 최근 팽창 역사를 비교하는 데 도움이 된다. 다만 그 식을 임의로 큰 미래 척도까지 연장하면 새로운 가정이 된다. 관측 구간을 잘 기술하는 함수도 그 밖에서는 자신이 근사하려던 물리적 장과 전혀 다르게 행동할 수 있다. [156]

가속을 다룬 장에서 비슷한 난점을 이미 보았다. 상태방정식의 종 모양 편차는 후기 관측 구간에서 허용 궤적을 주었지만, 무한한 연장은 유한한 장의 값에서 퍼텐셜 곡률, 즉 장에 대한 이계도함수가 한없이 커지게 했다. 그 예는 특정 외삽의 적합성을 검증했다. 이제 더 엄격한 대조가 필요하다. 두 미래 모형 모두 지나간 전체 범위에서 매끄러운 퍼텐셜을 가져야 하며, 지평선의 차이는 점근적 거동에서 유도해야 한다. 그러면 예측의 불확실성을 한 모형의 수학적 결함 탓으로 돌릴 수 없다.

지평선이 미래에 의존하는 방식

입자 지평선은 채택한 우주 역사 동안 신호가 우리에게 도달할 수 있었던 영역의 한계를 정한다. 사건 지평선은 다른 질문, 곧 어떤 신호가 언젠가 도달할 수 있는가에 답한다. 미래의 고유시간이 무한한 공간적으로 평탄한 모형에서는 해당 공이동 거리가 다음 적분으로 정해진다.

$$\chi_{\mathrm{e}}(t) = c \int_{t}^{\infty} \frac{dt'}{a(t')}.$$

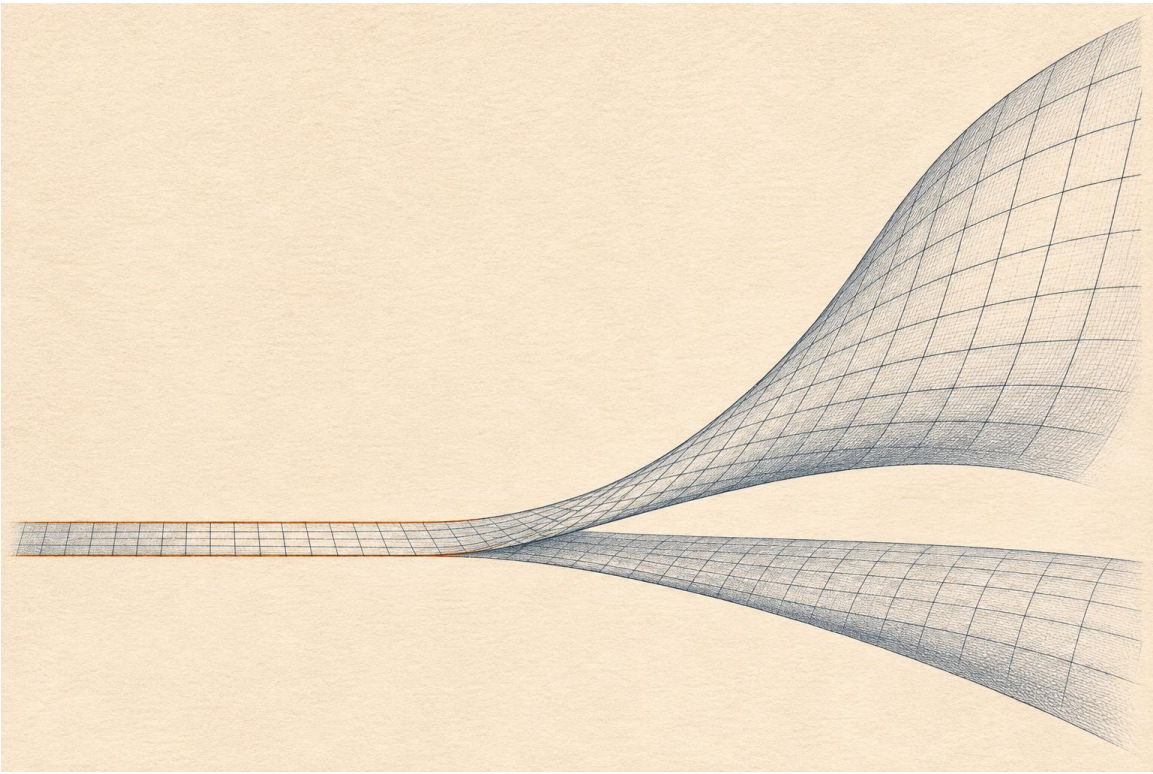
빛의 속도는 c, 척도인자는 a로 나타낸다. 적분이 유한하면 그 시점에 출발한 빛이 갈 수 있는 공이동 거리에 한계가 있다. 발산하면 고려하는 무한한 평탄 기하학에는 그런 한계가 없다. 이는 사건에 대한 인과적 접근 가능성에 관한 것이다. 미래 지평선이 없더라도 무한한 공간 전체를 유한 시간 안에 관측할 수는 없다.

지수 팽창에서는 분모가 충분히 빨리 커져 적분이 수렴한다. 먼지 모형의 특징인 멱법칙 팽창에서는 발산한다. 따라서 특정 시대의 가속 관측만으로 영원한 지평선이 입증되지는 않는다. 척도인자의 미래 함수 전체가 필요하다. 현재 팽창률로 정해지는 허블 구에는 이 정보가 없다.

지평선의 존재는 앞서 다룬 열역학과도 연결된다. 더시터 공간에서는 준고전적 이론이 우주론적 지평선에 온도와 엔트로피를 대응시킨다. 이 기술을 우리 우주의 미래에

적용하려면 그에 맞는 미래 기하학을 가정해야 한다. 진화 법칙을 바꾸면 열역학 계산의 대상인 인과 경계도 달라질 수 있다. [110]

이로써 예측의 힘을 특히 정확히 검증할 수 있다. 현재까지 똑같이 팽창했으면서 하나에만 미래 지평선이 있는 두 세계를 만들 수 있을까? 충분히 넓은 매끄러운 스칼라 모형군에서는 가능하다. 음의 운동에너지나 유한 시간 안의 공간 파괴는 필요하지 않다.



판화 27. 공통의 역사와 서로 다른 이어짐. 똑같이 그린 과거 구간에서 가능한 두 미래로 이어진다. 같은 과거와 양립하는 서로 다른 동역학 법칙을 비교하는 비유다. 갈림길은 우주가 물리적으로 나뉜다는 뜻이 아니다. 검토한 모형에서 미래 지평선이 있는지는 관측한 가속 구간 하나나 이 판화의 모습이 아니라 이후 진화 전체로 정해진다.

공통의 과거를 가진 두 퍼텐셜

일반상대성이론, 공간적으로 평탄하고 균일한 배경, 통상적인 먼지 물질, 최소 결합된 정준 스칼라장 하나를 고려하자. 정준이라는 말은 표준적인 양의 운동항을 뜻한다. 장을 곡률에 직접 연결하는 추가 항이나 먼지와의 에너지 교환은 도입하지 않는다. 현재 척도인자는 일로 둔다. 양의 상수 Λ, S, M은 에너지 밀도의 차원을 가지며, 먼지 밀도는 M을 척도인자의 세제곱으로 나눈 값에 따라 감소한다. 단순화를 위해 복사는 생략한다. 뜨거운 역사를 완전히 기술하는 대신 원리를 보여 주는 모형이다.

척도인자의 자연로그인 변수 N과 매끄러운 전환 함수를 도입하자. 이어서 스칼라 성분 자체의 밀도에 대해 두 가능한 역사를 정한다.

$$N = \ln a, \qquad g(N) = \begin{cases} 0, & N \le 0, \\ e^{-1/N^2}, & N > 0, \end{cases} \qquad F(N) = \int_0^N g(u)\,du,$$

$$\rho_A(a) = \Lambda + S a^{-3},$$

$$\rho_B(a) = (\Lambda + S a^{-3}) e^{-3F(\ln a)}.$$

현재까지 N은 양이 아니고 함수 F는 영이므로 두 밀도는 정확히 같다. 현재 지점의 모든 도함수도 일치한다. 그 뒤 모형 B의 인자가 밀도를 매끄럽게 줄이기 시작한다. 이 전환은 어떤 차수의 도함수에도 급격한 경계가 없다는 점에서 특이하다. 무한 번 미분 가능한 C^∞급 함수다.

지금까지는 팽창에 따른 밀도 관계 둘만 있다. 물리적 반례가 되려면 장의 동역학을 제시해야 한다. 에너지 보존 법칙은 밀도에 대한 압력의 비 w를 정한다. 각 역사에서 장의 운동과 퍼텐셜을 복원할 수 있다.

$$w_A = -\frac{\Lambda}{\Lambda + S a^{-3}}, \qquad w_B = w_A + g(N),$$

$$\frac{d\phi_i}{dN} = M_{\mathrm{Pl}} \sqrt{3 \Omega_{\phi,i} (1 + w_i)},$$

$$V_i = \frac{1 - w_i}{2} \rho_i, \qquad i \in \{A, B\}.$$

여기서 Ω는 전체 밀도에 대한 해당 장의 에너지 비율이고, M_{Pl}은 환산 플랑크 질량이다. 장의 식들에서는 빛의 속도를 일로 둔다. 팽창률은 공통 먼지 성분을 포함한 프리드만 방정식에서 얻는다. 우주론적 동역학에서 퍼텐셜을 복원하는 이 방법에는 알려진 과학적 근거가 있다. 물리적 의미는 채택한 중력과 물질, 운동항의 가정들로 제한된다. [157]

모든 유한한 N에서 밀도는 양이며 두 모형의 w는 마이너스 일과 일 사이에 엄격히 놓인다. 따라서 운동에너지와 퍼텐셜은 양이다. 제시한 양의 운동 분기를 택하여 두 모형에서 N = 0일 때 φ = 0으로 장의 원점을 같게 정하자. 장의 속도와 팽창률도 일치한다. N에 대한 장의 도함수는 영이 아니므로 N을 φ로 나타내어 자율 퍼텐셜 V(φ)를 얻을 수 있다. 외부 시계가 이를 전환하는 것은 아니다. 움직이는 장 자체가 새로운 값에 도달한다. 지나온 영역에서는 두 퍼텐셜이 같고 아직 지나지 않은 영역에서는 다르다.

여기서 S가 양이라는 점이 중요하다. 그 덕분에 장은 현재 지점에서 이미 움직인다. 매끄러운 퍼텐셜 위에 정확히 정지한 장을 갑자기 움직이게 하는 것이 아니다. 각 모형에서

고유한 운동 법칙과 초기 데이터가 유일한 해를 정한다. 같은 방정식이 임의로 결과를 선택해서가 아니라 앞으로 다른 퍼텐셜이 놓여 있어서 다른 미래가 나온다.

따라서 균일한 배경 역사가 일치한다. 같은 초기 섭동에 대해서는 작은 진폭의 일차항을 남긴 선형 시간 발전도 같다. 공통 배경을 따른 퍼텐셜과 도함수들이 같기 때문이다. 유한한 불균일성은 배경 장보다 먼저 퍼텐셜이 다른 영역에 들어갈 수 있다. 따라서 여기서 정확한 비선형 동등성은 확립하지 않았다. 비섭동 과정을 포함한 완전한 양자적 동등성도 확립하지 않았다. 운동항의 양성과 정준 전파 속도도 전체 안정성 분석을 대신하지는 않는다.

미래들은 어디서 갈라지는가

모형 A에서 장 밀도는 양의 Λ에 접근한다. 먼지는 희박해지고 H는 일정한 양의 값에 접근하며 팽창은 점근적으로 지수 형태가 된다. 미래 빛 경로의 적분은 유한하다. 고유시간이 끝없이 이어지더라도 이 모형에는 사건 지평선이 있다.

모형 B에서 함수 g는 일로, F와 N의 차이는 유한한 상수로 수렴한다. 이는 g의 일로부터 편차가 N의 역제곱처럼 줄어들고 먼 미래에 유한한 적분을 갖기 때문이다. 따라서 밀도의 추가 인자는 점근적으로 상수 계수를 가진 a의 역세제곱처럼 행동한다. 여기에 곱해지는 밀도 A는 Λ로 수렴한다. 그러므로 밀도 B 자체와 전체 밀도는 먼지 모형처럼 줄어든다. 척도 인자는 시간의 삼분의 이승으로 증가하며 미래의 빛 경로 적분은 발산한다.

모형 B의 장은 끝없이 커진다. N에 대한 도함수가 양의 상수로 접근하기 때문이다. 따라서 복원은 퍼텐셜을 따로 연장해야 하는 유한한 미래 장의 값에서 막히지 않는다. A에서는 양의 최솟값 주변에서 퍼텐셜의 매끄러운 해석적 연장이 존재한다. 두 모형 모두 미래 고유시간은 무한하다. 지평선의 차이는 그린 곡선의 유한 구간 모양이 아니라 점근적 거동으로 확립한다.

예시로 현재 임계 밀도 단위에서 Λ = 0,699, S = 0,001, M = 0,300을 택할 수 있다. 그러면 두 모형은 현재 모두 가속하며 장의 밀도에 대한 압력의 비는 마이너스 일에 가깝다. 이 수치들은 설명을 위해 골랐으며 데이터에 적합하여 얻은 것이 아니다. 장 밀도의 한 항이 먼지처럼 감소한다고 섭동도 먼지처럼 되는 것은 아니다. 정준 장은 고유한 전파 법칙을 유지한다.

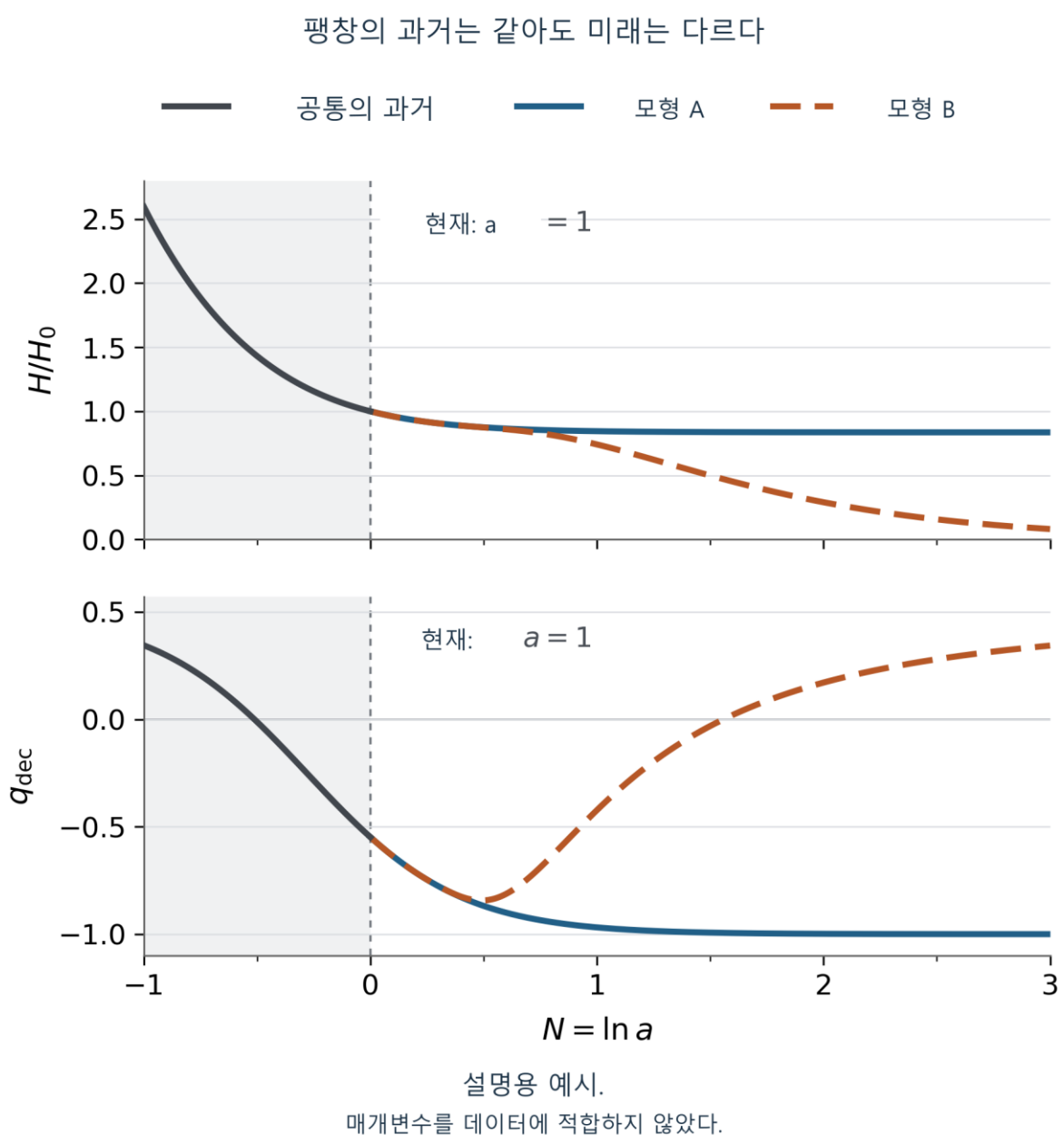


그림 8. 공통의 과거 배경 역사와 두 미래 연장. 팽창률 H/H_0와 감속 매개변수를 $N = \ln a$의 함수로 나타냈다. 모형 A는 지수 팽창에 접근하고 모형 B는 감속으로 돌아간다. 매개변수들은 설명용으로, 관측에 맞추어 정한 값이 아니다.

정확한 접합에는 중요한 수학적 조건이 있다. 퍼텐셜 B는 매끄럽지만 접합점에서 실해석적이지 않다. 해석함수들은 연결 영역의 열린 구간에서 같으면 연장도 같아야 한다. 두 C^∞급 함수는 한 점의 값과 모든 도함수가 같으면서 그 오른쪽에서 다를 수 있다. 테일러 급수가 매끄러운 함수를 복원해야 하는 것은 아니기 때문이다. 두 퍼텐셜에 전역 해석성을 미리 요구하면 이 추가 요구에 의해 해당 반례가 제외된다.

따라서 이 구성은 특정한 주장을 검증한다. 공통된 과거 배경 역사와 일치하는 선형 동역학만으로는 명시한 매끄러운 모형군에서 유일한 미래가 정해지지 않는다. 새로운 암흑에너지 이론이 아니며 자연이 어떤 연장을 실현하는지 확립하지도 않는다. 더 좁은 해석적 모형군에서도 실제 데이터의 유한한 정밀도는 별도 문제로 남는다. 관측은 모든 도함수의 정확한 값을 주지 않는다.

어떻게 검증할 것인가

반례 자체는 먼저 수학적으로 검증한다. 복원한 퍼텐셜에서 공통 초기 데이터를 사용해 장 방정식과 프리드만 방정식을 다시 적분하고, 주어진 밀도와 해들을 비교하며 미래 점근적 거동을 확인해야 한다. 이런 수치 대조는 예시를 위해 수행했다. 과거의 정확한 일치는 함수의 정의에서, 지평선의 존재는 적분의 수렴에서 따른다. 채택한 배경 및 선형 기술 안에서 공통 과거의 관측으로 두 퍼텐셜 중 하나를 선택할 수는 없다.

물리적 연구에서는 접근 가능한 역사 구간에서 이미 차이를 보이는 특정 모형군을 고른다. 하나의 매개변수 집합이 거리와 팽창률, 구조의 성장을 설명해야 한다. 이를 분광 적색편이와 BAO, 표준화한 초신성의 광도, 중력렌즈 효과로 검증한다. 보정과 천체 선택, 물질 분포, 초기 표준 척도의 불확실성을 함께 평가한다. 그다음 남은 모형 범위 전체에서 어떤 미래의 성질이 견고한지 계산한다.

추가 경로는 긴 시간 간격을 두고 같은 먼 광원들의 스펙트럼을 다시 측정하는 것이다. 우주론적 적색편이의 느린 시간 변화는 관측자 시간에 따른 팽창 동역학을 검증한다. 로브는 특히 퀘이사 스펙트럼의 흡수를 이용하자고 제안했다. 이는 접근 가능한 팽창 역사가 다른 모형들을 구별하는 방법이다. 정확한 쌍 A와 B에서는 공통 역사로 현재 지점에서 계산한 순간 시간 변화가 같다. 미래의 반복 관측은 측정 가능한 차이가 생긴 뒤에야 둘을 구별할 수 있다. [10]

장기적으로 안정한 분광기와 재현 가능한 파장 척도, 많은 광원의 비교가 필요하다. 스펙트럼 형태 변화와 관측자 운동, 국소 가속도, 기기 표류를 통제한다. 이 생각은 개발 중인 ANDES 분광기의 과학 프로그램에 포함된다. 측정을 이미 달성했다거나 결과 시기를 보장한다는 가정은 여기서 하지 않는다. 데이터에 넣은 모의 이동과 독립 표준으로 어떤 시간 변화를 실제로 복원하는지 보여 주어야 한다. [11]

일관된 관측이 모형에 필수적인 행동을 배제하면 미래 예측은 근거를 잃는다. 관측과 맞더라도 예측은 법칙의 연장에 조건부로 의존한다. 정확한 쌍 A와 B에서는 접근 가능한 차이가 생길 때까지 기다리거나 독립적 물리학으로 더 좁은 퍼텐셜 모형군을 정당화해야 한다. 이미 차이가 있는 모형군의 다음 계산은 방해 요인을 적합한 뒤 남는 신호 차이와, 정해진 오신호 문턱에서의 검출 확률을 보여야 한다. 적색편이 시간 변화 측정 프로그램에서는 관측 기간과 광원 수, 교정 안정성의 함수가 된다. 이런 계산이 달성 가능한 검증과 미래에 대한 가정을 구별한다.

제21장

자연에 어떻게 질문할 것인가

책의 처음에는 세계가 자리할 곳이라는 질문이 거의 지리적으로 보였다. 더 멀리 물러나 바깥 경계가 어디 있는지 보면 될 듯했다. 차츰 이 이미지 뒤에 다른 과제들이 숨어 있음이 드러났다. 공간의 구조를 정하고, 초기 역사를 복원하고, 우주의 조성을 이해하고, 접근 가능한 정보의 한계를 밝히는 일이다. 과제마다 답을 얻는 고유한 방법이 필요하다.

이제 연구 프로그램을 모을 수 있다. 결과는 실제 장비와 대안 설명을 고려한 뒤에도 남는 관측 예측의 차이여야 한다. 필요한 데이터 일부는 이미 있다. 다른 과제에는 새로운 장치가 필요하다. 일부 질문에서는 이론 자체가 첫 한계다. 아직 계산 가능한 귀결로 발전하지 않았기 때문이다.

생각이 과제가 될 때

'암흑에너지가 변한다'는 말은 넓은 가능성의 부류를 가리킨다. 검증하려면 장과 그 동역학, 물질과의 결합, 초기 조건을 정해야 한다. 그 뒤 팽창 역사와 섭동, 실험실에서 가능한 효과를 계산할 수 있다. 문제 설정을 좁히면 결론의 적용 범위는 제한되지만 의미는 명확해진다.

네 가지를 글로 고정하는 편이 유용하다. 어떤 모형을 검증하는지, 어떤 매개변수를 공통으로 유지해야 하는지, 기기가 정확히 무엇을 측정하는지, 어떤 결과를 모형이 설명하지 못하는지다. 이후에는 오차 기술과 적용 범위를 더한다. 이런 문서가 있으면 다른 연구자가 분석을 반복하고 데이터를 본 뒤에도 원래 책임들이 유지되는지 확인할 수 있다.

계산이 실패하는 조건도 중요하다. 모형이 불안정하거나 유효이론 범위를 벗어나거나 자유함수가 너무 많아 예측력을 잃을 수 있다. 이는 의미 있는 결과다. 하늘과 비교하기 전에 나오며, 연구를 계속하려면 어떤 추가 물리학이 필요한지 보여 준다.

성공적인 기술과 새 예측도 구별해야 한다. 매개변수가 많은 함수를 측정 곡선에 맞추었다면 가까이 맞는다는 것만으로 설명을 검증하지는 못한다. 얻은 매개변수가 적합에 쓰지 않은 다른 효과를 정할 때 더 강한 시험이 된다. 그래서 책 전체에서 여러 관측에 공통 매개변수를 요구한다.

여러 측정 속의 하나의 기제

우주론적 시간에 걸쳐 변하는 스칼라 장을 보자. 전자기 부문과 결합하면 장의 운동이 원자 전이에 영향을 줄 수 있다. 그러면 거리의 역사와 시계 비교, 천체물리학적 분광이 한 모형의 여러 측면을 탐구할 수 있다. 다만 시계는 보통 모든 가능한 이론에 동일한 보편 상수 하나가 아니라 결합 세기와 장 변화 속도의 조합을 제약한다. [158] [60]

여기서 구체적인 연구 질문이 나온다. 우주론적 배경과 불균일성 성장, 국소 주파수 측정, 자유낙하 검증을 모두 맞추는 퍼텐셜 및 상호작용 매개변수의 한 영역이 존재하는가? 답하려면 해당 관계들을 유도하고 국소 장이 우주론적 장과 다를 가능성을 고려하며 추가 힘의 조성 의존성을 계산해야 한다. 그렇지 않으면 데이터 결합은 제약이 더 엄격해 보이게 할 뿐이다. [61]

초기 섭동에도 비슷한 논리가 적용된다. 매질의 성질이 잠시 바뀌면 파워 스펙트럼과 더 복잡한 상관관계에 특징을 남길 수 있다. 두 형태를 하나의 작용 또는 하나의 선택한 상태에서 계산해야 한다. 통계량마다 물결 모양 곡선을 임의로 더해서는 공통 기제를 검증할 수 없다. 특징들 사이에는 독립적으로 반증할 수 있는 필수적인 관계가 있어야 한다. [89] [90]

암흑물질에서는 공통 매개변수가 전혀 다른 천체들을 연결할 수 있다. 자기 산란의 속도 의존성은 은하 집단과 렌즈 속 암흑 밀집체에 모두 적용되어야 한다. 초경량 장의 질량과 우주론적 비율은 초기 구조 억제와 후기 항성계 내부 동역학을 함께 맞추어야 한다. 천체물리학적 역사는 서로 다르므로 공통 미시물리학을 검증할 때는 모든 천체에 같은 윤곽을 요구하는 대신 그 역사들의 분포를 함께 다룬다.

물질 기원 연구에서는 새로운 중성 입자들의 한 질량 및 상호작용 집합이 실험실 제약을 통과하면서 주어진 초기 역사에서 필요한 비대칭을 만들어야 한다. 허용 매개변수로 달성할 수 있는 전체 집합에 관측 비대칭이 들어 있지 않으면 선택한 시나리오는 실패한다. 편리한 한 점이 맞지 않는 것만으로는 이런 결론을 내릴 수 없다. [51]

두 모형을 구별한다는 것의 의미

기기가 어떤 과정의 속도를 측정한다고 하자. 결과 일부는 미지 배경과 관련되고, 일부는 세기를 알고 싶은 새로운 상호작용과 관련된다. 예시 모형을 다음과 같이 쓸 수 있다.

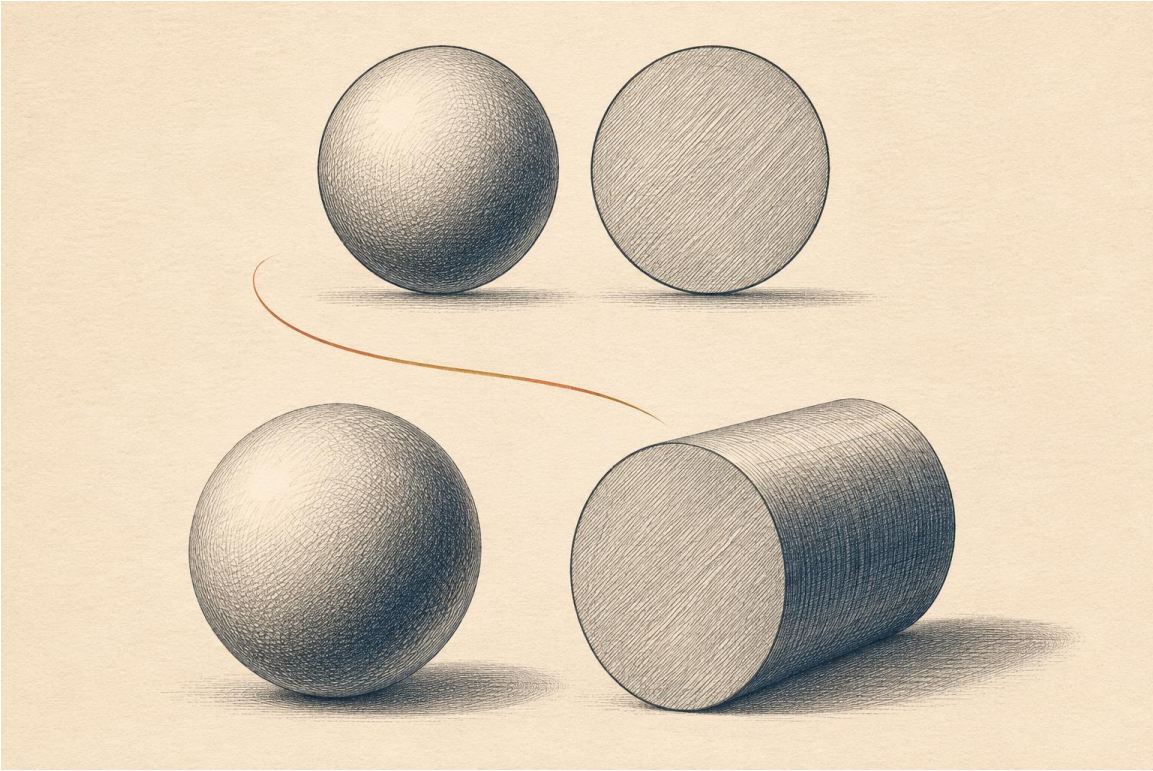
$$R_i = b_i + \eta s_i$$

R은 측정 속도, b는 배경, s는 선택한 설정에 대해 계산한 응답, η는 미지의 효과 세기다. 측정마다 별도의 미지 배경을 허용하면 허용 매개변수 영역에서 η의 다른 값들이 b의 변화로 보상될 수 있다. 기기가 R을 매우 정확히 측정해도 그 정밀도만으로 신호의 원인을 구별하지는 못한다. 개별 기여가 음이 아니라는 조건으로 때로 효과의 보수적 상한은 얻을 수 있지만 실제 크기의 불확실성은 남는다.

이제 물리적 대조를 추가하자. 두 설정이 s를 바꾸되, 그 사이 배경은 독립적으로 확인한 정확도 안에서 유지된다고 하자. 공통 배경이 상쇄되므로 결과의 차이는 η의 기여를 추려낸다. 실제 어려움은 배경이 공통이라는 가정에 있다. 설정을 전환할 때 온도와 정전기적 결합, 판독 효율 또는 다른 중요한 요인이 바뀌지 않는지 검증해야 한다.

이 예는 약한 신호와 식별할 수 없는 매개변수의 차이를 보여 준다. 전자에는 정밀도를 높이는 것이 도움이 될 수 있다. 후자에서는 실험 설정을 바꾸거나 배경을 독립 측정하거나 설정들 사이에 근거 있는 관계를 도입해야 한다. 자유로운 미지 기여는 데이터 축적 시간만 늘려서 없앨 수 없다.

우주론 데이터도 같다. 사건 계수율 대신 스펙트럼과 거리, 상관함수를 다룬다는 점이 다를 뿐이다. 서로 다른 물리 매개변수들은 영향을 상호 보상할 수 있다. 추가 관측은 이 매개변수들에 다른 방식으로 의존할 때 유용하다. 거의 같은 조합을 매우 정확히 두 번 측정해도 핵심 질문은 답이 없을 수 있다.



판화 28. 새로운 측정 각도. 서로 다른 두 형태도 한 관측 방향에서는 비슷한 투영을 줄 수 있다. 추가 시점은 기존 영상의 선명도만으로 해결되지 않는 차이를 드러낸다. 이 기하학적 비유는 매개변수의 축퇴를 설명한다. 새 실험의 유용성은 어떤 물리적 원인 조합을 검증하게 해 주는지에 달려 있다.

제8장의 적색편이 시간 변화 계산이 수치 예다. H_0와 물질 비율이 같을 때 스칼라 장은 예측 이동을 상당히 바꾼다. 그러나 우주상수 모형도 이 매개변수들의 다른 값을 허용하면 같은 곡선에 가까워진다. 예시 그래프에서 새로운 H_0를 선택할 근거는 아니다. 통합 분석에 어떤 독립 데이터가 필요한지 알려 준다. 이를 더하면 보상적 조정도 거리 및 우주 조성 측정과 맞지 않는 만큼 평가에서 불이익을 받아야 한다.

다음에는 어떤 측정을 해야 하는가

축퇴를 찾고 나면 다음 질문은 새 관측에 관한 것이다. 불확실성의 어느 부분을 없애는지 이해해야 한다. 두 측정이 같은 매개변수 조합에 민감하면 정밀도를 높여도 모형 비교는 거의 달라지지 않을 수 있다. 다른 측정은 자체 정밀도가 낮더라도 경쟁 모형이 기존 데이터를 재현하게 해 주는 바로 그 자유도를 제약할 수 있다.

계산 보충 자료는 어떤 독립 측정이 보상적 조정을 방해할 수 있는지 구체화한다. 선택한 여덟 적색편이에서 공분산을 모두 명시하고, H_0와 Ω_{m0}, 공통 속도 이동 B에 대해 우주상수 모형을 프로파일링한다. 이십 년 간격, 독립 오차 1 cm/s, 상관 모드 0,5 cm/s에서

프로파일링된 불일치 Q는 0,316615다. 예시용 외부 제약 $H_0 = 70 \pm 1$ km/s/Mpc를 넣으면 1,565071로 커진다. $B = 0 \pm 0{,}1$ cm/s만 별도로 제약하면 0,331525에 그친다. 두 제약을 함께 넣으면 3,420077이다. 이는 이 설정에서 제약들이 서로 보완되는 예이며 실제 장비들의 순위를 매긴 결과는 아니다.

여기서 Q는 잡음을 더하지 않은 두 예측 사이에, 허용 매개변수 조정과 예시 외부 제약 반영 후 남은 불일치를 측정한다. 통계 기준을 따로 정하고 데이터를 생성하여 오판 빈도와 검정력을 확인하지 않고 시그마 수로 환산할 수는 없다. 다음 실제 실험을 선택하려면 비용과 달성 가능한 정밀도, 계통 오차의 의존성, 그리고 외부 H_0 추정 자체가 검증 중인 우주론 모형에 의존할 가능성도 필요하다.

이 계산에서는 외부 제약을 입력값에 중심을 둔 독립 가우스 측정으로 정했다. 무작위 잡음은 아직 추출하지 않는다. 따라서 Q의 증가는 제약의 기하학과 가중치를 알려 줄 뿐 실제 데이터의 오판 빈도를 정하지 않는다. 관측 설계에 적용하기 전에 두 모형 모두에서 모의 목록 앙상블을 만들고 미리 고른 판정 규칙으로 절차를 검증해야 한다.

연구의 유용성은 모형 확률의 예상 변화로도 정할 수 있다. 이런 베이즈 기준은 수학 부록에 설명하지만 매개변수 분포와 경쟁 모형들의 확률, 전체 데이터 모형이 필요하다. 평균 곡선의 프로파일 불일치와 같지는 않다. 두 과제를 구분하면 단계마다 명확한 대조를 유지하면서 연구를 점차 복잡하게 만들 수 있다.

예시에서 얻은 지도는 다음 연구의 방향을 준다. 정해진 예산 안에서 새 적색편이 대역과 더 긴 간격, 독립 절대 척도, 더 나은 교정 중 무엇이 더 유익한지 물을 수 있다. 답을 미리 고를 수는 없다. 이용 가능한 광원들과 실험 설계에 따라 오차가 어떻게 변하는지에 달려 있다. 다음 장에서는 이 계산의 어떤 부분을 인공지능에 맡기고 결과를 어떻게 검증할지 다룬다.

세 연구 과제

첫 과제는 초기 우주의 짧은 사건에 관한 것이다. 완전히 정해진 두 모형, 예컨대 섭동 전파 속도의 짧은 변화와 특정한 들뜬 초기 상태를 골라야 한다. 먼저 통상적인 스펙트럼들이 접근 가능한 정밀도 안에서 비슷한 영역을 찾는다. 이어서 비스펙트럼과 편광 예측의 차이를 계산하고 이후 우주 진화와 관측 모형을 통해 전달한다. 결과는 추가 통계가 실제로 기제들을 구별하는 매개변수 범위여야 한다.

이 연구에서는 대조 형판들과 탐색하는 주파수 및 위상, 기타 매개변수를 다루는 방식을 미리 고정해야 한다. 광범위한 탐색 뒤 찾은 특징에는 그에 맞는 통계적 교정이 필요하다. 이 모형 쌍을 성공적으로 구별해도 모든 가능한 이론 중 설명의 유일성이 증명되지는 않는다. 명시한 두 기제에 대해 더 좁지만 재현 가능한 결과를 줄 것이다.

둘째 과제는 암흑물질의 미시물리학을 두 천체 집단에 연결한다. 자기 산란 단면적의 속도 의존성을 고르고 헤일로 역사들의 분포를 만든 뒤 운동학적 성질과 렌즈 성질을 함께 계산해야 한다. 천체 일부는 매개변수 추정에, 나머지는 독립 검증에 쓴다. 핵심 결과는 평균적으로 잘 맞는 곡선만이 아니라 산포를 포함한 새로운 관측의 분포를 예측하는 능력이다.

역사들의 분포가 지나치게 자유롭다면 어떤 추가 관측이 이를 제약하는지 밝혀야 한다. 별과 기체, 주변 환경의 데이터가 이 불확실성을 줄일 수 있다. 매개변수를 늘리려면 새 관측 관계가 얼마나 남는지도 함께 평가해야 한다. 그렇지 않으면 공통 미시물리학 가설은 천체별 독립 적합 위의 형식적인 틀로 남는다.

셋째 과제는 제8장의 스칼라 장 계산을 잇는다. 복원한 퍼텐셜을 섭동 및 보통 물질과의 결합의 전체 모형에 넣어야 한다. 이어서 거리와 구조 성장, 주파수비, 예상되는 자유낙하 보편성 위반을 함께 계산한다. 결합된 암흑 부문에서는 배경 방정식과 섭동 단계부터 에너지 교환을 고려해야 한다. 결합되지 않은 장의 식을 자동으로 적용할 수는 없다.

이 과제에는 적색편이 시간 변화의 다음 계산도 포함된다. 부록의 예시 측정 여덟 개를 실제 흡수체와 스펙트럼 전이 목록으로 바꾸고, 각각의 정밀도를 정하며 관측 시기 사이의 교정 오차를 연결해야 한다. 고정한 두 곡선의 최대 차이는 z=0,78 부근이었다. 통상적인 지상 광학 라이먼-α 흡수선 숲 분광은 훨씬 큰 적색편이에서 작동한다. 따라서 기기 하나의 시간만 더 확보하면 되지는 않는다. 광학 및 전파 측정 조합과 독립 H_0 제약의 이득, 실제로 축퇴를 줄이는 정밀도 개선 방향을 비교해야 한다. [14] [13]

물리적 안정성과 허용 가능한 퍼텐셜 연장의 검증도 별도 부분이 된다. 가우스 예시는 국소적으로 잘 맞는 역사가 전체 장 범위에서 정칙적인 연장을 보장하지 않는 이유를 보여 준다. 좋은 결과는 적용 범위를 명시한 일관된 모형 영역이나 그 요구를 충족할 수 없다는 증명이다. 전체 프로그램과 수학적 관례는 부록에 모았다.

세 과제는 우선 계산과 이미 접근 가능한 유형의 데이터 분석을 요구한다. 더 먼 프로그램들은 새로운 측정 영역과 연결된다. 중력 얽힘에는 충분히 큰 중력 위상을

확보하면서 비중력 상호작용과 결맞음 손실을 통제해야 한다. 적색편이 시간 변화에는 시차를 둔 관측들 사이에 비교 가능한 주파수 척도를 유지해야 한다. 위상 탐색에는 실제 마스크와 잡음에서 공동 신호 공분산을 계산해야 한다. 매번 예상 신호의 형태가 기술적 목표를 정한다.

어떻게 검증할 것인가

연구 절차 자체도 검증해야 한다. 먼저 참된 모형을 알고 있는 모의 데이터를 만든다. 잡음과 선별, 관측 마스크, 현실적인 계통 효과를 포함한다. 실제 데이터에 적용할 것과 같은 방식으로 분석한다. 이 실험은 효과가 없는데도 있다고 판정하는 빈도와 실제 신호를 놓치는 빈도를 보여 준다.

배경 모형을 잘못 지정한 시험이 특히 유용하다. 통제된 교정 오차를 넣거나 천체물리학적 역사 분포를 바꾸거나 예상하지 않은 잡음 상관관계를 도입할 수 있다. 절차가 이런 효과를 모두 확신 있게 새 물리학이라고 부른다면 그 감도는 충분한 의미를 갖지 못한다. 대조 관측을 늘리거나 추론 범위를 정직하게 한정해야 한다.

이어 관측 일부는 매개변수 조정에 참여하지 않는 검증용으로 남긴다. 원하는 효과를 보기 전에 분할 규칙을 고른다. 서로 연결된 우주론 데이터는 목록 행을 무작위로 나누기만 해서는 부족할 수 있다. 공통 교정과 대규모 모드 때문에 의존성이 남기 때문이다. 실제 통계 구조를 고려해야 한다.

신호를 찾지 못한 결과에는 민감도 지도가 따라야 한다. 어떤 진폭과 매개변수 영역을 검출할 수 있었고, 어떤 영역은 사실상 배경과 구별할 수 없었는지 명시한다. 긍정적인 결과는 독립적인 처리, 타당한 계통오차 모형의 변경, 추가적인 필수 귀결의 검증을 견뎌야 한다. 편리한 통계적 유의성 수치 하나로 이 작업을 대신할 수 없다.

마지막으로 모형 버전과 정규화, 입력 데이터, 선별 조건, 코드를 보존해 결과를 재현 가능하게 해야 한다. 계산 자료 묶음에는 적색편이 시간 변화와 균일한 파동 전달, 진동자 대조 프로그램이 있다. 추가 프로그램들은 배경 복원과 성장, 위상 동역학, 척도 환산을 검증한다. 나머지 예에서는 수학 부록이 식과 입력, 추론 한계를 정한다. 자료 묶음으로 열거한 검증을 반복하고 아직 수행하지 않은 관측 분석과 구별할 수 있다.

이것이 지식의 경계 너머로 내딛는 작은 걸음이다. 먼저 질문의 설정이 바뀐다. 새 변수와 관측 사이의 다른 관계, 아직 연구하지 않은 모형군이 등장한다. 이어서 데이터의

저항에 부딪힐 수 있는 형태로 만든다. 이 책의 가장 값진 후속 작업은 이런 계산 중 하나가 미리 예상하지 못한 답을 주는 곳에서 시작될 것이다.

제22장

인공지능과 함께하는 우주론

연구서는 다음 세대에 아이디어 묶음보다 더 많은 것을 줄 수 있다. 입력 데이터와 적용 범위, 기준 답, 명확한 실패 조건을 갖는 과제들을 남길 수 있다. 그러면 인공지능과 함께 일하는 과학자는 검증 가능한 기반에서 시작한다. 가정을 바꾸어 어떤 결론이 사라지는지 보고 다음에 실제로 필요한 계산이나 측정을 결정할 수 있다. 이런 기반은 매번 이전 작업 전체를 반복하지 않으면서 결과를 축적하게 한다.

이 장에서는 첫 번째의 한정된 걸음을 내딛는다. 적색편이 시간 변화에 대해 주어진 두 우주론 모형의 구별 가능성 지도를 계산했다. 초기 섭동과 암흑물질은 다음 과제들을 설정했지만 아직 관측 분석까지 진행하지 않았다. 이 책에서는 이 과제들로 인공지능을 학습시키지 않았다. 신경망 정확도 평가나 새 물리학 발견 주장도 없다. 이후의 개선을 공개 기준 계산과 비교할 수 있는 연구 구성을 제안한다.

인공지능의 서로 다른 세 역할

첫 역할은 연구자의 조수다. 시스템은 필요한 정의를 찾고 방정식 변환을 제안하며 코드를 쓰고 가능한 축퇴를 열거하고 반례를 고른다. 유용한 결과는 대화와 별개로, 출발 가정을 명시한 유도나 코드, 표, 문서 형태로 존재해야 한다. 설득력 있는 글이라도 계산을 복원할 수 없다면 아직 과학적 결과가 아니다. 글을 준비하는 속도는 물리 모형의 옳음을 알려 주지 않는다.

여기서는 단순한 검증 순서가 필요하다. 먼저 질문과 허용할 근사를 고정한다. 이어 차원과 부호, 극한의 경우, 공통 매개변수의 유지를 독립적으로 검증한다. 그 뒤 프로그램을 다른 방법으로 얻은 답과 비교한다. 인공지능이 이 모든 행동을 제안할 수는 있지만, 같은 시스템에 자기 답에 동의하는지 다시 묻는 것으로 검증을 대신해서는 안 된다. 더 확실한 것은 계산으로 확인할 의무다. 새 상호작용을 끄면 주어진 수치 정확도에서 알려진 극한이 복원되어야 한다.

두 번째 역할은 에뮬레이터다. 완전한 수치 해석기는 물리적 매개변수를 받아 관측량을 계산하고, 에뮬레이터는 이 사상을 빠르게 근사하도록 학습한다. 입력은 성분들의 밀도와 초기 스펙트럼 매개변수, 출력은 파워 스펙트럼 집합일 수 있다. 같은 종류의 계산을 여러

번 반복해야 할 때 속도 향상이 특히 유용하다. 그러나 새로운 이론이나 매개변수 영역, 다른 장비 모형은 문제를 학습 표본 밖으로 옮길 수 있다. 이전 영역 안에서의 일치가 그곳으로 자동으로 이어지지는 않는다.

세 번째 역할은 시뮬레이션으로 역문제를 푸는 시뮬레이션 기반 추론, simulation-based inference 또는 SBI다. 시뮬레이터는 주어진 매개변수에서 가능한 관측을 만든다. 학습 모형은 추론에 필요한 매개변수와 자료 사이의 관계를 근사한다. 필요한 양을 직접 계산하기 어려울 때 사후분포, 가능도함수 또는 가능도비를 추정할 수 있다. 이 방법군은 특정 자료 생성기와 가정들의 묶음에 연결되어 있다. 개발자들의 종설은 어떤 역문제에서 이런 가능성이 열리는지 설명한다. [159]

이 역할들을 혼동하면 잘못된 기대가 생긴다. 잘 쓴 코드가 에뮬레이터를 검증한 것은 아니며, 정확한 에뮬레이터가 원래 해석기의 물리학을 검증한 것도 아니다. 모의 우주의 매개변수를 정밀하게 복원해도 실제 우주가 같다는 뜻은 아니다. 여기서 제시하는 과제들은 이 수준들을 구별한다. 각각에 필요한 입력과 통제할 오차, 완료로 볼 수 있는 결과를 명시한다. 그러면 연구 과제의 의미를 바꾸지 않고 여러 인공지능 시스템을 사용할 수 있다.

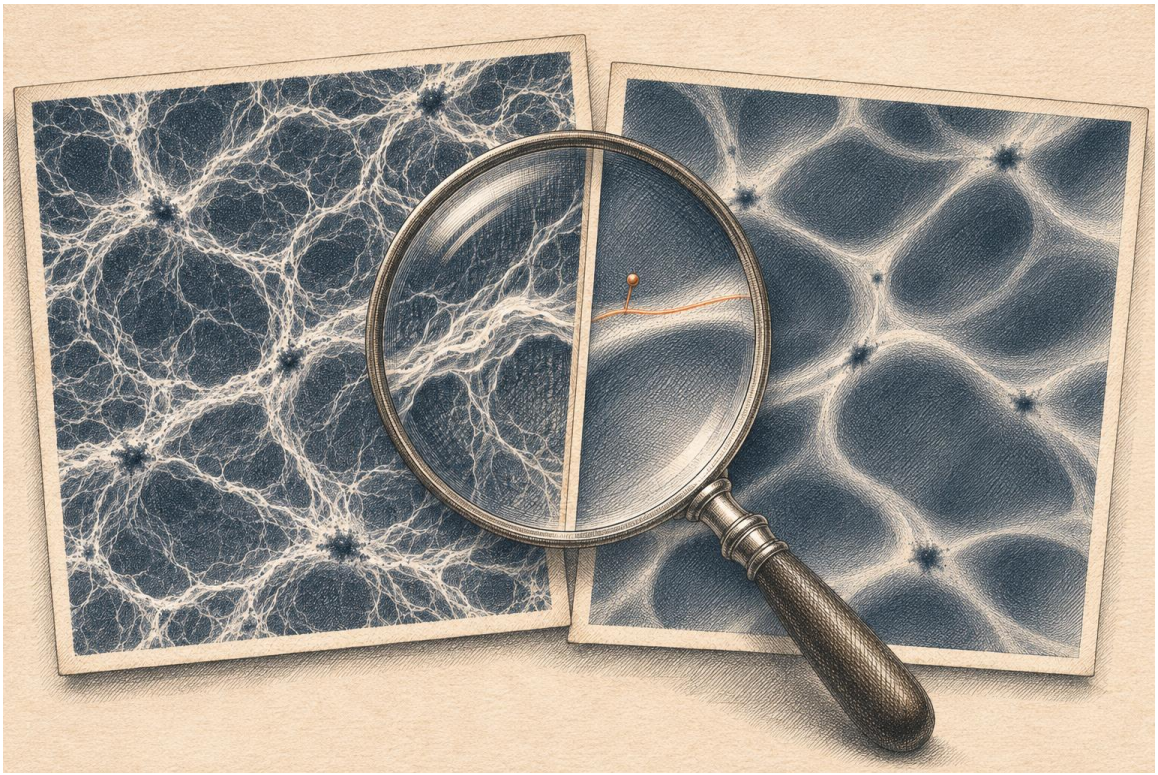
계산을 빠르게 하면서 물리를 유지하기

CosmoPower는 에뮬레이션의 실용적인 예다. 우주론적 에뮬레이션과 추론의 전체 과정을 다룬 연구는 특정 모형과 매개변수 범위에서 근사 계산기를 준비하고 묶어 배포하며 검증하는 일을 논한다. 여기서 유용한 원칙은 빠른 예측기와 함께 무엇을 근사하고 어디서 검증했는지에 대한 정보도 배포해야 한다는 것이다. 기존 에뮬레이터를 사용한다고 임의의 새 스칼라 장이 이미 학습에 들어 있지는 않다. 그런 확장에는 새 기준 계산과 별도 검증이 필요하다. [160]

제안하는 대조 검증은 학습에서 보지 않은 점들을 따로 남긴 표본에서 시작한다. 예측 관측량의 오차를 측정하고 그 오차가 물리 매개변수의 추론을 얼마나 옮기는지 확인해야 한다. 허용 영역 경계 근처의 드문 큰 오차가 전체의 작은 평균 오차보다 중요할 수 있다. 따라서 오차 분포와 구체적인 실패 사례들을 공개해야 한다. 정확도가 부족하면 원래 해석기로 해당 점을 다시 계산하고 검증 기록에 차이를 남겨야 한다.

또 다른 유용한 예는 우주론 매개변수와 천체물리학적 처방을 함께 바꾸어 모의실험하는 CAMELS다. 원래 연구는 은하 형성과 진화의 서로 다른 기술을 사용하는 유체역학 구현들을 비교한다. 이는 우주론과 천체물리학 양쪽에 대한 추론의 의존성을 연구할 실용적 가능성을 보여 준다. 여기서 제안한 프로그램에는 실험 구성의 본보기다. 이 책에서 CAMELS로 알고리즘을 학습시키거나 이 프로젝트에서 새 암흑물질 제약을 얻지는 않았다. [161]

향후 연구에서는 일부 구현 전체를 학습 밖에 남겨야 한다. 물리적 처방에 대한 견고성을 시험한다면 무작위 시드뿐 아니라 그 처방에 따라서도 표본을 구분해야 한다. 이전 시뮬레이터의 새 실현에서 잘 작동하는 알고리즘도 별이나 활동성 은하핵의 피드백을 바꾸면 틀릴 수 있다. 이런 전이는 별도로 검증해야 한다. 다만 여러 시뮬레이터의 일치도 모든 오류를 포괄하지 않는다. 자연에는 없는 동일한 근사를 공유할 수 있기 때문이다.



판화 29. 빠른 계산과 정확한 기준. 두 가상의 구조 영상을 기준 계산과 그 빠른 근사로 비교한다. 강조한 부분은 드문 실패도 포함하여 국소 오차를 확인해야 함을 상기시킨다. 판화는 이 책에서 수행한 인공지능 학습의 결과가 아니다. 에뮬레이터를 원래 계산 체계와 비교할 향후 절차를 설명한다.

올바른 교정만으로 부족한 이유

베이즈 추론은 선택한 모형과 데이터, 사전 정보를 연결한다. 물리 매개변수를 θ, 관측을 x로 표기하면 통상적으로 다음과 같이 쓴다.

$$p(\theta \mid x, M) = \frac{p(x \mid \theta, M)\, p(\theta \mid M)}{p(x \mid M)}$$

여기서 M은 중요하다. 물리적 기술과 관측 생성기, 오차에 대한 관례를 포함한다. 우변을 완벽히 계산해도 M에 조건부라는 점은 그대로다. 새 우주론 가설에서는 방법의 계산 정확도와 모형 자체의 충분성을 별도로 연구해야 한다. 그렇지 않으면 좁은 매개변수 구간은 지나치게 제한된 모의 세계 집합 안에서의 확신을 나타낼 수 있다. 이런 효과가 의심되면 학습 표본만 키울 것이 아니라 문제 설정을 넓히고 독립 관측으로 검증해야 한다.

Simulation-based calibration, SBC는 명시한 공동분포에서 생성한 매개변수와 데이터로 알고리즘을 검증하자고 제안한다. 데이터를 만든 매개변수의 사후 표본 내 순위가 예상 순위 분포와 맞는지 확인한다. 계산 오류를 찾는 데 유용하다. 그러나 주어진 시뮬레이터에 대해 교정이 성공해도 그 물리적 진실성이 확립되지는 않으며, 모든 작은 매개변수 영역에서 좋은 거동이 보장되지도 않는다. 검증 결과에는 바로 이런 추론의 한계가 따라야 한다. [162]

Alokda, Porciani, Eggemeier의 원시 비가우스성 추론 연구는 평균적인 포함률 검증 하나로 충분하지 않은 구체적인 예를 다룬다. 저자들은 신경망 방법을 명시적 가능도를 이용한 추론과 비교하고 고정된 매개변수에서 분포의 거동을 살핀다. 연구한 경우들에서 파워 스펙트럼과 비스펙트럼을 결합하면 사용한 명시적 가능도 추론보다 신경망 분포가 더 넓어질 수 있었다. 통상적인 평균 포함률 검증은 이 문제를 드러내지 못했다. 이는 특정 방법 비교의 결과이지 SBI의 전반적인 실패를 입증하거나 다른 시뮬레이터 사이의 전이를 검증한 것은 아니다. [163]

여기서 향후 프로토콜에 구체적인 요구가 나온다. 서로 다른 영역의 매개변수 복원과 사전분포 경계에 대한 민감도, 통계량 결합 시의 거동을 따로 검증해야 한다. 학습에 쓰지 않은 특징에도 예측 검증을 수행해야 한다. 마지막으로 다른 오차 모형이나 물리적 생성기로 시험해야 한다. 이는 명시한 불일치에 대한 견고성을 연구한다. 성공하더라도 선택한 생성기 모두에 공통된 미지 오류의 가능성은 남는다.

두 세계의 구별 가능성 지도

복잡한 시스템을 학습시키기 전에 더 단순한 질문을 푸는 편이 유용하다. 선택한 관측에 매개변수 조정으로 흡수할 수 없는 차이가 있는가? 암흑에너지 장에서는 상태방정식이 잠시 우주상수에서 벗어나는 스칼라 장 예를 구성했다. 이제 잡음을 더하지 않은 적색편이 시간 변화 예측을 ΛCDM 모형군과 비교한다. 여덟 점의 위치는 z = 0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5; 3이다. 이는 예시 격자이며 실제 분광 대상 목록이 아니다.

경쟁 모형에서는 H_0와 물질 비율 Ω_{m0}, 공통 추가 오프셋 B를 자유롭게 바꾼다. B는 속도 이동의 미지 상수 성분을 나타낸다. 각 점의 독립 오차 외에 적색편이에 의존하는 상관 모드 하나를 넣었다. 형태와 진폭은 미리 명시했다. 따라서 결과를 재현한 뒤 다른 공분산에서 얼마나 바뀌는지 살필 수 있다. 상관관계 가정은 숨은 계산 조정이 아니라 과제의 일부다.

$$C_{ij} = \sigma^2 \delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j, \qquad u_i = \frac{z_i - \bar{z}}{\max_j |z_j - \bar{z}|}, \qquad \tau = 0.5 \ \mathrm{cm/s}$$

독립 오차 σ는 누적 속도 이동에 대한 것으로 여덟 점 모두에서 같다. 상관 모드는 평균 영의 가우스 분포를 갖는 무작위 진폭을 나타낸다. 그 효과는 이미 C에 포함된다. 자유 매개변수 B는 모든 점에 똑같이 작용하며, 중심화된 비균일 모드 u와는 다르다. 공분산은 알려져 있으며 우주론 매개변수 적합 중 바뀌지 않는다고 둔다. 실제 기기에는 스펙트럼의 성질과 측정 안정성 검증에서 얻은 더 복잡한 기술이 필요하다.

y를 스칼라 모형의 잡음 없는 속도 이동 벡터, fΛ를 우주상수 모형의 예측이라고 하자. 정밀도 조합마다 이차 불일치의 최솟값을 계산한다. 추가로 중심 70 km/s/Mpc와 폭 sH를 갖는 예시적인 독립 외부 가우스 H_0 제약을 줄 수 있다.

$$Q_* = \min_{H_0, \Omega_{m0}, B} \left[(\mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda - B\mathbf{1})^{\mathsf{T}} C^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda - B\mathbf{1}) + \frac{(H_0 - 70)^2}{s_H^2} \right]$$

외부 제약이 없으면 마지막 항을 넣지 않는다. 식은 알려진 프로파일링 방법을 쓰며, 연습의 새로운 부분은 구체적 설정과 계산 결과다. Q는 조정 후 남는 불일치를 보여 준다. 시그마 수나 검출 확률, 기대 정보이득은 아니다. 그런 결론에는 두 모형의 무작위 데이터와 미리 정한 판정 규칙, 오판 빈도의 검증이라는 다른 계산이 필요하다. 여기서는 결정론적 단계만 수행했다.

이십 년과 σ = 1 cm/s에 대해 Q = 0,316615를 얻었다. 조정 가능한 Λ 모형은 H_0 약 55,66 km/s/Mpc, Ω_{m0} 약 0,3232, B 약 0,2403 cm/s를 선택한다. 이는 실제 우주의 매개변수를 추정한 값이 아니다. 허용된 매개변수를 어떻게 바꾸어 대안 모형이 선택한 곡선에 가까워지는지 보여 준다. 예시용 제약 H_0 = 70 ± 1 km/s/Mpc를 넣으면 최소값이 Q = 1,565071로 커진다. 채택한 목적함수에서 이전의 보상이 너무 큰 비용을 요구하게 된다.

통합 검증의 결과가 특히 유용하다. B만 따로 0 ± 0,1 cm/s로 제약하면 Q = 0,331525에 그친다. 같은 제약을 외부 H_0 제약에 더하면 Q = 3,420077이 된다. 즉 교정의 영향은 다른 어떤 조정 자유가 이미 제거되었는지에 달려 있다. 이 과제에서는 두 제약이 서로 보완된다. 개별 정밀도의 목록만으로는 이런 거동을 도출할 수 없다. 공동 모형과 공통 오차 체계에서 계산해야 한다.

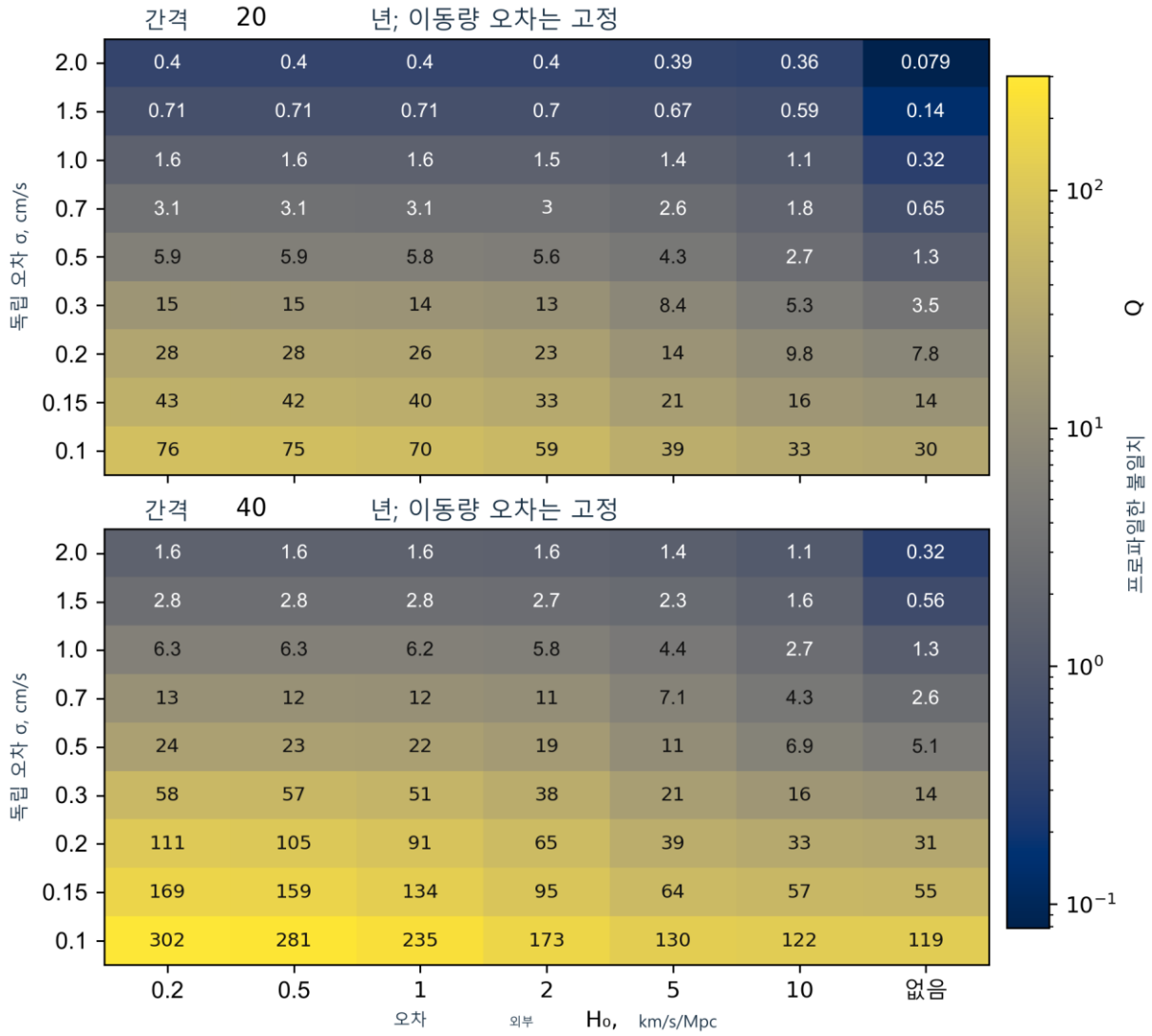


그림 9. 프로파일한 불일치 Q의 지도. 두 관측 기간, 독립 오차 σ의 아홉 경우, H_0 외부 제약의 일곱 경우를 다룬다. 상관 진폭 τ = 0,5 cm/s는 고정했다. 없음은 H_0에 외부 제약을 두지 않았다는 뜻이다. 20년에서 40년으로 늘릴 때 누적 속도 이동의 오차는 유지했다. 이는 조건부 지도이며 기기 예측이 아니다. Q는 통계적 유의성이 아니다. 전체 값과 가정은 계산 부록에 제시했다.

총 126개 조합을 계산했으며, 추가 비교에는 조건부 제약 Ω_{m0} = 0,3 ± 0,01도 포함한다. 이십 년에서 사십 년으로 늘릴 때 속도 이동의 공분산은 인위적으로 그대로 둔다. 따라서 외부 제약이 없으면 Q는 정확히 네 배가 된다. 신호와 최적 B가 두 배가 되므로 이차 척도는 네 배가 된다. 이는 프로그램의 유용한 검증이다. 실제 장기 관찰의 이득은 장비 노후화, 표본 변화, 오차 상관관계, 반복 분광의 비용 때문에 다를 수 있다.

σ = 0,2 cm/s에서 이십 년 계산은 외부 제약 없이 Q = 7,795838, 명시한 H_0 제약을 넣으면 26,349304를 준다. 수치들은 재현 검증과 정밀도에 대한 문제 설정의 민감성을

보여 주는 데 유용하다. 미래 망원경에 필요한 정확도를 정해 주지는 않는다. 이를 위해서는 스펙트럼선과 접근 가능한 천체, 광원의 고유 가속도, 교정 절차, 여러 결과가 나올 확률을 포함해야 한다. 실제 외부 H_0 측정도 우주론에 의존하거나 주 데이터와 계통 오차를 공유할 수 있다.

다음 실험을 어떻게 고를 것인가

불일치 지도는 방향을 찾는 데 도움이 되지만 최적 실험을 선택하지는 않는다. 주어진 스칼라 예측 하나만 다루고 미지 매개변수나 가능한 데이터, 관측 비용에 대해 평균하지 않기 때문이다. 다음 단계는 가능한 계획들을 정하는 것이다. 기기 안정성 향상이나 적색편이 범위 확대, 매개변수 독립 제약 등이 예다. 모든 계획에 대해 같은 방식으로 오차와 자원, 허용 물리 모형을 기술해야 한다. 그렇지 않으면 비교는 임의로 고른 가정이 유리한 정도로 환원된다.

그런 선택을 하는 알려진 방법 하나는 기대 정보이득이다. 모형 구별이 목적이라면 계획의 효용을 가능한 측정 뒤 모형 지표의 확률분포가 평균적으로 얼마나 달라지는지로 정할 수 있다. 베이즈 실험계획에는 모형의 사전확률, 매개변수 분포, 자료의 예측분포가 필요하다. 이런 효용을 근사 계산하는 방법은 Foster와 공동저자들의 연구 등에서 다룬다. 우리 코드에서는 이 양을 계산하지 않았다. 계산한 지도 Q가 이를 대신하지는 않는다. [164]

열린 후속 연구를 위한 세 과제

첫 과제에는 이미 작동하는 좁은 기준이 있다. 시간 변화 지도와 기준값을 재현하는 것이다. 다음 수준은 각 경쟁 모형의 잡음 실현들에 같은 분석을 적용하는 일이다. 이어서 계산을 가속하는 모형을 학습시켜 직접 계산과 비교하고 새 공분산으로의 전이를 검증할 수 있다. 물리적 수준에는 현실적 스펙트럼과 접근 가능한 천체가 필요하다. 미리 정한 허용 오차 안에서 계산 비용을 줄이거나, 독립 계산으로 확인할 수 있는 구체적인 미발견 축퇴를 찾으면 인공지능 시스템은 유용하다.

두 번째 과제는 초기 우주의 특징에 관한 것이다. 완전히 규정된 두 메커니즘을 선택하고, 허용되는 조정 뒤에 두 메커니즘의 파워 스펙트럼이 비슷해지는 영역을 찾아야 한다. 그런 다음 같은 매개변수로 비스펙트럼과 관측 가능한 편광 결과를 계산한다. 통계량마다 특징의 형태를 독립적으로 정하도록 허용해서는 안 된다. 그러면 하나의 기원에서 비롯되었는지 검증할 수 없게 된다. 공개된 자료 묶음에서 이것은 아직 명세에 머문다.

올바른 원시 섭동 생성기, 관측량으로의 전달 계산, 공통 공분산이 필요하다. 이 책에는 그러한 완전한 분석이 들어 있지 않다.

셋째 과제는 천체 집단들을 공통 암흑물질 미시물리학에 연결한다. 선택한 자기 산란 법칙으로 은하 집단과 중력렌즈로 검출되는 밀집체의 성질을 동시에 예측해야 한다. 형성 역사의 분포와 천체물리학적 피드백을 비교에 고려한다. 집단 일부는 독립 시험용으로 남기고 상호작용 매개변수들은 공통으로 유지한다. 이 과제도 아직 명세다. 검증한 생성기와 선별 모형, 적절한 관측을 얻기 전에 산란 단면적 제약으로 바꾸어서는 안 된다.

수학적 의미의 검증

인공지능이 도울 수 있는 또 다른 일은 개별 주장을 증명 시스템이 검증하는 형식으로 옮기는 것이다. HepLean 프로젝트는 고에너지 물리학의 정의와 도출을 Lean으로 형식화한 예들을 보여 준다. FormalScience 연구는 사람이 참여하는 자동 형식화를 검토하며 원래 과제의 의미를 보존하는 일에 별도로 주목한다. 이 책에 적절한 첫 단계는 제한적이다. 선택한 대수적 보조정리나 명시한 가정의 귀결을 형식적으로 검증하는 것이다. 여기서 우주론 모형을 완전히 형식화한 것은 아니다. [165] [166]

형식 검증이 성공해도 기록한 정의 안에서 작용한다. 번역 중 에너지 양성 조건이 빠지거나 관측량의 뜻이 바뀌면 증명은 논리적으로 옳아도 물리적으로 적용할 수 없을 수 있다. 따라서 형식 명제와 함께 원문과 기호 대응, 적용 범위를 보존해야 한다. 극한 사례의 수치 검증과 형식 증명은 서로 다른 과제다. 시간 변화 계산에서는 수치 검증을 수행했다. 이를 전체 물리적 구성의 기계 증명이라고 부르면 잘못이다.

어떻게 검증할 것인가

검증은 기준의 재현에서 시작한다. 독립 연구자가 공개 코드를 실행해 Q 표를 얻고 기준 수치와 비교한다. 이어 다른 최적화기로 프로파일을 확인하고, 상관 모드를 꺼 이전의 독립 경우를 복원한다. 이 구현에서는 이런 비교를 수행했다. 네 대조점에서 최솟값 차이는 3×10^{-13}보다 작았다. 외부 제약 없이 관측 간격을 두 배로 하면 Q가 정확히 네 배가 되는 것은 채택한 척도 변화 모형을 검증한다. 이 결과들은 계산에 관한 것이지 자연에서 스칼라 가설이 확인되었다는 뜻이 아니다.

다음 수준에는 미리 명시한 모의 데이터 시험이 필요하다. 모형 구별 규칙을 정하고 비교 양쪽에서 관측을 생성하여 오선택 빈도와 차이를 놓치는 빈도를 측정해야 한다. 학습 방법에서는 직접 해석기 대비 정확도와 여러 매개변수 영역의 거동, 바꾼 물리 처방에서의 결과를 따로 검증한다. 학습과 검증, 최종 시험 집합의 경계는 고정되어야 한다. 마지막 집합을 살펴보며 방법을 조정하면 그 집합도 학습의 일부가 된다.



판화 30. 따로 남겨 둔 데이터에서의 검증. 서로 나눈 가상의 우주론 지도 묶음들은 학습, 중간 검증, 최종 시험을 나타낸다. 마지막 묶음은 방법을 조정할 때 사용하지 않는다. 연구 원칙의 비유이며 실제 목록을 분할하는 완성된 프로토콜이 아니다. 종이를 따로 그렸더라도 공통 교정과 데이터의 물리적 의존성을 별도로 고려해야 한다.

물리적 수준에서는 검증 가능한 기기 모형을 갖춘 측정과 중요한 불확실성의 독립적 통제가 필요하다. 시간 변화에는 안정한 분광 척도와 광원 기술, 초기 특징에는 전달과 전경을 포함한 통계량의 통합 분석, 암흑물질에는 집단과 선별의 고려가 필요하다. 후속 연구자는 어느 수준에서든 시작할 수 있지만 그 수준을 밝혀야 한다. 과학적 기여는 새 검증을 수행하거나 남는 차이를 찾거나 이전 설정이 숨긴 한계를 증명하는 곳에서 생긴다.

맺음 이야기

세계는 다른 세계 안의 자리를 차지할 필요가 없다. 공간 기하학은 내부 측정으로 정할 수 있고, 그 기원의 질문에는 물리 모형과 관측 가능한 귀결이 필요하다. 우리의 탐구는 이 익숙한 질문 설정의 변화에서 시작했다. 책의 끝에서는 이를 통해 멀리 떨어진 과제들을 연결할 수 있었다. 공간의 형태와 입자의 성질, 시간의 방향, 우주 팽창의 운명이다.

몇 답은 낯선 주제에서 받은 첫인상보다 더 확실했다. 뜨거운 역사에는 여러 독립적인 근거가 있다. 지평선과 경계의 차이는 정확한 정의로 정해진다. 수학은 벽 없는 유한 공간을 허용한다. 우주론의 다른 질문들이 열려 있다는 이유만으로 이 결과들이 사라지지는 않는다.

다른 곳에서는 모형의 연장에 얼마나 많은 것이 달리는지 드러났다. 관측 과거만으로 유일한 미래를 마음대로 정할 수 없다. 특정 이론 영역에서 성공한 기하학적 구성도 우리 우주로 이어지는 다리가 필요하다. 초기 사건의 가능한 흔적은 비슷한 데이터를 만드는 기제들과 비교해야 한다. 한계마다 다음 연구의 구체적인 자리를 보여 준다.

공통 매개변수들이 특히 유용했다. 장의 동일한 질량이 초기 우주와 후기 항성계 양쪽에 적용되어야 한다. 숨겨진 공간의 한 반지름이 여러 물리적 척도를 정한다. 새로운 입자의 한 모형이 실험실 제약을 견디고 허용되는 우주 역사를 내놓아야 한다. 가설이 서로 독립적인 의무를 더 많이 받아들일수록 성공과 실패가 갖는 내용도 더 풍부해진다.

실패가 반드시 연구 구상 자체의 오류를 뜻하지는 않는다. 공통 매개변수 영역의 부재나 주어진 기기로 두 기제를 구별하지 못하는 것, 편리한 해의 불안정성은 명확한 결과다. 후속 작업을 잘못된 확신에서 벗어나게 하고 어떤 조건을 의미 있게 바꾸어야 하는지 보여 준다. 모형의 새 판에는 새로운 책임이 생기고 다시 검증한다.

이 논리는 가장 대담한 질문에도 유지된다. 다른 우주론적 영역의 가능성과 창발하는 공간, 중력의 양자 구조는 동역학과 접근 가능한 효과를 정했을 때 물리적 프로그램의 일부가 된다. 그전에도 생각을 이끌 수는 있지만 추론의 힘은 다르다. 낯선 생각일수록 어떤 구체적 관측이 나오면 포기하거나 크게 바꾸어야 하는지 말할 수 있어야 한다.

우리는 지식의 진전을 지도의 확장으로 상상하곤 한다. 또 다른 천체와 더 먼 은하, 더 이른 시대다. 실제로 그런 진전도 있다. 그러나 지도를 만들던 양들 자체가 바뀔 때도 있다.

다른 측정을 연결할 길이 생기거나 예전 질문이 양립하지 않는 정의들을 묶었다는 사실이 드러난다. 그러면 크고 익숙한 주장의 뜻을 바꾸는 작은 수학적 보정에서 새 결과가 시작될 수 있다.

계산 예들은 이 경계를 실감하게 한다. 매개변수를 고정하면 뚜렷하게 다른 두 모형이 적합 뒤에는 가까워진다. 혼자서는 거의 쓸모없던 교정이 독립 측정과 함께 중요해진다. 양자계와 고전계는 초기 분포가 같으면서 그 시간 발전에서 갈라질 수 있다. 각 결과는 어떤 가정이 이전 결론을 지탱했으며 다음 의미 있는 검증을 어디서 찾아야 하는지 말해 준다.

책의 일부 과제는 지금도 이어 갈 수 있다. 두 초기 기제의 구별 가능성을 계산하거나, 독립 표본에서 공통 암흑물질 모형을 시험하거나, 우주론적 장을 정밀한 실험실 제약에 연결하는 일이다. 다른 과제에는 기기와 이론에 대한 긴 작업이 필요하다. 모두에 하나의 진전 기준이 남는다. 자연이 측정하도록 허용하는 것과 어떤 가능한 세계 구조들이 양립하는지가 더 분명해지는가?

다음 우주상은 오늘날 부차적으로 보이는 개념을 사용할지도 모른다. 익숙한 공간과 시간이 매우 정확한 근사로 남을지도 모른다. 어떤 관계를 유도하고 검증할 수 있는지에 따라 결정될 것이다. 연구에 필요한 자리는 무엇보다 정식화한 가설과 아직 얻지 못한 실험 결과 사이에 있다.

부록 A

계산과 그 적용 범위

이 부록은 본문의 계산 예들에 쓰인 가정과 식, 입력, 추론의 한계를 밝힌다. 수치들은 관측 목록을 새로 분석한 결과가 아니다. 설명용 모형의 매개변수는 명시적으로 골랐으며, 개별 양과 맞는다고 모든 데이터와 맞는 것은 아니다. 프로그램 실행 순서는 계산 자료의 안내문에 제시한다.

장의 공식에서는 c=ħ=1 단위와 환산 플랑크 질량 M_{pl}을 쓴다. 거리 공식에서는 빛의 속도 c를 남긴다. 현재 척도인자는 일로 두며 N=ln a다. 별도 설명이 없으면 프라임은 N에 대한 미분이다. 서로 다른 예에서 같은 문자를 쓴다고 공통 물리 모형을 뜻하지는 않는다. 각 예는 자체의 가정에서 시작한다.

나이와 서로 다른 세 거리

비콤팩트 공간 위상 R^3, 비상대론적 물질, 유효 복사 성분, 우주상수를 갖는 평탄한 모형을 생각하자. 여기서는 H_0=67,4 km/s/Mpc, Ω_m=0,315, Ω_r=0,000092, Ω_Λ=0,684908이다. 팽창 함수는 다음과 같다.

$$E(a) \equiv \frac{H(a)}{H_0} = \sqrt{\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_\Lambda}.$$

이는 편리한 해석 모형이며 Planck 계산을 정확히 재현한 것은 아니다. 특히 질량을 가진 중성미자가 상대론적 거동에서 비상대론적 거동으로 넘어가는 과정은 모형화하지 않는다. 나이와 시선 방향 공이동 거리는 서로 다른 적분에서 얻는다. 앞의 적분은 우주론적 관측자의 고유시간을 더하고, 뒤의 적분은 공이동 좌표에서 빛 신호의 경로를 더한다. [4] [6]

$$t(a) = \frac{1}{H_0}\int_0^a \frac{d\tilde{a}}{\tilde{a}E(\tilde{a})}, \qquad D_C(z) = \frac{c}{H_0}\int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\tilde{a}}{\tilde{a}^2 E(\tilde{a})}.$$

하한 영은 선택한 뜨거운 모형의 연장을 뜻한다. 그 기술이 절대적인 시작까지 적용된다는 증명은 아니다. z=1에서 빛의 이동 시간은 79.5억 년, 현재의 공이동 거리는 110.92억 광년이다. 방출 시점의 고유거리는 55.46억 광년이며 이 평탄 모형에서는 각지름거리와 같다. 광도거리는 221.85억 광년이다. 값이 다른 것은 거리를 정하는 방법이 다르기 때문이다.

$$D_A = \frac{D_C}{1+z}, \qquad D_L = (1+z) D_C.$$

모형이 미래에 무한히 이어질 때 입자 지평선과 미래 사건 지평선의 현재 반지름은 다음과 같이 쓴다. 사건 지평선은 해당 적분이 수렴할 때만 존재한다. [1]

$$R_{\mathrm{p},0} = \frac{c}{H_0}\int_0^1 \frac{da}{a^2 E(a)}, \qquad R_{\mathrm{e},0} = \frac{c}{H_0}\int_1^\infty \frac{da}{a^2 E(a)}, \qquad R_{H,0} = \frac{c}{H_0}.$$

수치 적분으로 나이 137.91억 년과 각각의 반지름 461.33억, 166.79억, 145.07억 광년을 얻는다. 각 수에는 고유한 질문이 있다. 허블 반지름은 현재 팽창률에 달려 있고 사건 지평선은 가정한 미래에도 달려 있다. 미래 팽창 법칙을 바꾸면 접근 가능한 과거 역사 전체를 보존하면서 둘째 적분을 바꿀 수 있다.

스칼라장 퍼텐셜을 복원하는 방법

복원은 고려하는 정준 장에서 양인 함수 q=1+w로 시작한다. u=φ/M_{pl}, S=ρ_φ/(3$M_{pl}^2H_0^2$), U=V/(3$M_{pl}^2H_0^2$)로 두자. 먼지 성분 Ω_{m0}=0,3을 갖고 복사는 없는 평탄 모형에 대해 매끄러운 분포를 정한다.

$$q(N) = A\exp\!\left[-\frac{(N+b)^2}{2s^2}\right], \qquad A = 0.25, \quad s = 0.2, \quad b = \ln 1.5.$$

S(0)=0,7에서 에너지 보존 법칙과 프리드만 방정식으로 밀도와 장의 궤적, 퍼텐셜 에너지를 구할 수 있다. 장의 속도에는 양의 부호를 선택했다. 이 복원 방법에는 알려진 선행 응용이 있다. 이 책에서 새로운 방법이라고 주장하지 않는다. [157] [59]

$$S' = -3qS, \qquad E^2 = 0.3e^{-3N} + S, \qquad u' = \sqrt{\frac{3qS}{E^2}}, \qquad U = S\left(1 - \frac{q}{2}\right).$$

얻은 매개변수적 관계 U(u)는 그다음 운동방정식을 역으로 풀어 검증한다. 주어진 w를 항등식에 다시 대입하는 것은 너무 약한 검증이다. 따라서 복원한 퍼텐셜을 사용하여 클라인–고르돈 방정식을 별도로 적분한다.

$$u'' + \left(3 + \frac{E'}{E}\right)u' + \frac{3U_{,u}}{E^2} = 0.$$

수치 검증에서는 12 001점과 24 001점 격자에서 퍼텐셜을 복원한 뒤 클라인–고르돈 및 프리드만 방정식을 따로 적분했다. 0≤z≤3 구간에서 w의 최대 절대 차이는 2 × 10−11, H의 상대 차이는 4 × 10−12를 넘지 않았다. 퍼텐셜의 최솟값은 z≈0,199002에서 찾았다. 현재

장은 운동에너지를 쓰며 퍼텐셜의 짧은 구간을 이미 올라가고 있다. 다른 범위에서 퍼텐셜 곡률이 음이라고 그 자체가 음의 운동항이나 기울기 불안정성을 뜻하지는 않는다.

균일한 초기 데이터를 조금 바꾸는 검증은 유용하지만 모든 공간 섭동의 분석을 대체하지 않는다. 더 심각한 한계도 있다. 같은 가우스 분포를 무한한 미래로 그대로 연장하면 장은 유한한 극한값에 접근하고 퍼텐셜 곡률은 발산한다. N→∞에서 다음을 얻는다.

$$\frac{V_{,\phi\phi}}{H^2} = -\frac{(N+b)^2}{4s^4} + \frac{3(N+b)}{2s^2} + \frac{1}{2s^2} + o(1).$$

극한점에는 무한한 시간이 지나서만 도달한다. 이는 내일 재앙이 온다는 예측이 아니라, 선택한 함수를 정확하게 전역적으로 연장할 때 생기는 결함이다. 이 끝을 넘어 이차 미분이 연속인 퍼텐셜을 이어 갈 수 없다. 이 책에서는 그런 결과를 유한한 구간에서 잘 맞는다는 사실 뒤에 숨기지 않고, 쓸 수 있는 가설을 고르는 데 사용한다.

장이 전자기학과 선형 결합한다면 Δα/α=ζ(u−u₀)로 두자. 그러면 실험실 시계는 결합 ζ와 현재 장 변화 속도의 곱을 제약한다.

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = \zeta H_0 \sqrt{3\Omega_{\phi 0} q_0}.$$

H_0=70 km/s/Mpc와 ζ=10^{-6}에서 선택한 분포는 연간 약 1,86·10^{-17}을 준다. 특정 예의 예측이다. 추가 가정 없이 α의 시간 변화 제약에서 보편적인 w 제약을 얻을 수는 없다. 결합 ζ가 더 작거나 국소 동역학이 우주론적 동역학과 다를 수 있다. 등가원리 실험에 적용하려면 물체의 조성과 가능한 차폐의 모형도 필요하다. [167] [60] [168]

자유도와 안정성 조건

복원한 팽창만으로 작동 가능한 이론이 정해지지는 않는다. 작용과 물리 변수, 신뢰할 수 있는 에너지 영역이 필요하다. 이 책의 예에서 출발 작용은 일반상대성이론과 정준 스칼라 장, 별도로 보존되는 차가운 물질을 포함한다. 부호 −+++에서 다음과 같다.

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\frac{M_{\rm Pl}^2}{2}R - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - V(\phi)\right] + S_m[g,\psi_m].$$

먼저 물질과 별도로 중력과 장의 자유도를 센다. 계량의 공간 분해에서 공간 계량의 여섯 성분과 스칼라 장 하나는 배치 변수 일곱 개를 준다. 시간 간격 함수와 이동벡터의 세 성분은 제약의 승수로 작용한다. 일급 제약 네 개와 좌표 자유도는 위상 변수 열네 개 중

여덟 개를 제거한다. 전파하는 자유도 셋, 즉 텐서 편광 둘과 스칼라 하나가 남는다. 물질 부문에는 고유한 섭동들이 추가된다.

이 셈법을 고계도함수를 갖는 임의의 작용에 옮길 수는 없다. 추가 항이 새 모드를 도입하기도 하고 퇴화성과 추가 제약으로 묶이기도 한다. 따라서 연구는 전체 작용의 변분에서 시작한다. 먼저 게이지를 고르다가 실수로 제약 방정식을 잃으면 얻어진 '안정한' 방정식 집합은 출발 이론을 아예 기술하지 않을 수 있다. 자동 유도에서는 동역학이 제약을 보존하는지 독립적으로 확인해야 한다.

이차 작용은 무엇을 검증하는가

비동적 변수를 제거한 뒤 이차 작용은 작은 섭동 방정식의 주부분을 분리한다. 대각화한 스칼라 모드 ζ 하나에는 추가 인자 1/2이 없는 정규화가 편리하다.

$$S_\zeta^{(2)} = \int dt\, d^3x\, a^3 Q_s \left[\dot{\zeta}^2 - \frac{c_s^2}{a^2} (\partial_i \zeta)^2 + \cdots \right].$$

말줄임표에는 질량항과 도함수 차수가 낮은 다른 항들, 그리고 다른 동적 모드가 있을 경우 그 결합이 포함된다. 고려하는 영역에서 전파 모드는 올바른 운동항 부호 $Q_s>0$과 양의 c_s^2를 가져야 한다. Q_s가 음이면 유령 운동항이며, c_s^2가 음이면 적용 범위 안에서 충분히 짧은 파동이 빠르게 성장한다. 이 조건들은 특정 위험을 검증하지만 비선형 안정성이나 양자적 완결성을 증명하지는 않는다.

벨리니와 사비츠키는 호른데스키 부류의 스칼라 텐서 모형에 대해 선형 동역학의 유용한 매개화를 제시했다. 그 표기에서는 $Q_s = 2M^{*2}D/(2-\alpha_B)^2$이며 $D=\alpha_K+3\alpha_B^2/2$다. 텐서 부문에도 양의 운동항과 허용되는 전파 속도가 필요하다. 이 식들은 정해진 작용 부류와 선택한 변수계에 적용된다. 특히 φ로 나눈 변수가 있다면 장이 멈출 때 그 변수가 부적합해질 수 있다. 그 계수 하나의 특이성만으로 물리적 파국이 확립되지는 않는다. [169]

스칼라 모드가 여럿이면 하나의 Q_s 대신 운동행렬 K를 고려하며, 기울기 항은 행렬 G로 정한다. 제약을 올바르게 제거한 뒤 K는 물리적인 동역학 모드에서 양의 정부호여야 한다. 속도의 제곱은 일반화된 고유값 문제 $Gv=c^2Kv$로 정해진다. 이상적인 먼지에서는 음속 영이 허용되며 음의 음속 제곱과 같지 않다. 중력에 의한 밀도 성장은 전체 동역학으로 평가해야 한다. 자라는 모드마다 병적이라고 선언해서는 안 된다.

유효 질량 제곱이 음일 때에도 성장 시간을 분석해야 한다. 우주론적 척도의 느린 진화는 모형의 물리적 일부일 수 있지만 사용 영역의 폭발적 성장은 선택한 배경을 파괴한다. 따라서 부호 확인에 방정식 풀이와 전형적인 시간들의 비교가 따라야 한다. 단파장 주부분 분석과 장기 시간 발전 분석은 다른 질문에 답한다.

이 책의 정준 분포 검증

X=−$g^{\mu\nu}$∂μφ∂νφ/2인 라그랑지언 P(X,φ)의 밀도는 2XPX−P이며, 국소 공이동 기술에서 작은 스칼라 섭동의 속도는 아래 비로 정해진다. 가리가와 무하노프가 이런 일반 모형군을 연구했다. P=X−V이면 정준 결과 c_s^2=1을 얻는다. [170]

$$c_s^2 = \frac{P_X}{P_X + 2X P_{XX}} = 1 \quad (P = X - V).$$

이를 직접 확인할 수 있다. 장의 섭동 작용에서 주부분은 $a^3[(\delta\dot{\varphi})^2-(\nabla\delta\varphi)^2/a^2]/2$를 포함한다. 특히 퍼텐셜의 도함수는 이 두 항의 상대적 부호를 바꾸지 않는다. 중력 제약과 물질 섭동과의 상호작용은 전체 문제에 남아 있다. 이 결론은 정준 전파 모드를 검증하며 우주론적 계 전체의 적분을 대신하지 않는다.

앞의 표기 N=ln a, q=1+w, S=$\rho_\varphi/(3M_{Pl}^2H_0^2)$, u=$\varphi/M_{Pl}$을 사용한다. 예에서는 q=0,25 exp[−(N+ln1,5)^2/(2×0,2^2)], S(0)=0,7, Ω_{m0}=0,3이다. 보존 법칙에서 S′=−3qS와 u′^{2}=3qS/E^2가 나오며 E=H/H_0다. 0≤z≤3 구간에서 q는 엄격히 양이고 S의 양성도 유지된다. 따라서 복원한 배경 운동에너지 qρ_φ/2는 부호를 바꾸지 않는다.

이 최소 결합 정준 장에 대한 벨리니 사비츠키 매개화에서는 α_B=α_M=α_T=0이고 α_K=$\varphi^2/(H^2M_{Pl}^2)$=u′^{2}다. 따라서 스칼라 운동 계수는 특히 간단한 형태가 된다.

$$Q_s = \frac{M_{\rm Pl}^2}{2}u'^2 = \frac{3M_{\rm Pl}^2 qS}{2E^2} > 0.$$

이는 정준 작용을 알려진 매개화에 대입한 것이며 새로운 안정성 공식이 아니다. Q_s는 이 매개화의 스칼라 부문에 속한다. 먼지는 별도의 동역학계로 남으며 장과의 결합을 전체 방정식에서 유지해야 한다. q가 매우 작은 극한은 주의가 필요하다. 장이 좋지 않은 시계가 되며, 그 속도로 정규화한 변수는 보통의 작은 섭동 δφ를 제대로 기술하지 못할 수 있다. 따라서 수치 코드는 변수의 조건 상태를 점검하고 필요하면 정칙한 게이지로 전환해야 한다. 이 좌표 선택에서 Q_s가 작다는 사실만으로 물리적 장의 강결합 척도가 정해지는 것은 아니다.

단열 도함수 $c_a^2=\dot{p}_\varphi/\dot{\rho}_\varphi$도 따로 계산하자. $p_\varphi=(q-1)\rho_\varphi$와 $\rho_\varphi'=-3q\rho_\varphi$를 대입하고 보통의 미분을 하면 다음을 얻는다.

$$c_a^2 = q - 1 - \frac{q'}{3q} = q - 1 + \frac{N + \ln 1.5}{3(0.2)^2}.$$

이는 배경 변화의 비이지 물리적인 전파 속도가 아니다. 이 책을 위한 수치 검증에서 c_a^2는 약 −9,1736부터 2,4109까지 변하고 $z\approx0,36668$에서 영이 된다. 반면 정준 모드의 c_s^2는 전체 구간에서 일이다. c_a^2의 부호만으로 이 모형을 배제하면 잘못이다. 스칼라 장에서는 압력 섭동과 밀도 섭동의 관계가 기준계에 의존하며 비단열 부분을 포함하기 때문이다.

검증은 N에 따른 24 001점을 사용했다. p_φ와 ρ_φ의 수치 도함수 비를 독립 계산하면 유도한 c_a^2와 최대 절대 차이 9×10^{-6} 미만으로 일치한다. q의 최솟값은 약 $1,50\times10^{-6}$, u'^2의 최솟값은 $2,25\times10^{-7}$이며 둘 다 양이다. 이는 주어진 구간과 매개변수에만 해당한다. 모든 퍼텐셜 연장이나 큰 섭동에 대한 거동의 안정성을 증명하지는 않는다.

서로 다른 두 미래에 적용하기

같은 검증을 공통 과거를 갖는 매끄러운 두 미래 구성에 적용할 수 있다. 그 표기 $\rho_A=\Lambda+Sa^{-3}$, $\rho_B=\rho_A\exp(-3F)$, $F'=g\geq0$를 유지하자. 여기서 S는 앞 예의 정규화 밀도 함수가 아니라 이 구성의 양의 차원 있는 상수다. Λ, S, M이 양이면 모든 유한한 N에서 다음을 얻는다.

$$q_A = \frac{Sa^{-3}}{\Lambda + Sa^{-3}} > 0, \qquad q_B = q_A + g(N) > 0, \qquad H_i^2 = \frac{Ma^{-3} + \rho_i}{3M_{\mathrm{Pl}}^2} > 0.$$

밀도가 양이므로 복원한 운동에너지 $q_i\rho_i/2$도 양이다. 두 작용은 정준형이며 스칼라 주부분은 $c_s^2=1$이다. 따라서 선택한 궤적에서 정준 운동항과 단파장 기울기 항의 부호 결함이 없다. 이는 구성의 식들을 이용한 해석적 검증이다. 미래 모형의 섭동을 별도로 수치 적분하지는 않았다.

A에서는 먼 미래에 q_A가 영에 접근한다. 장을 시계로 쓰는 변수 선택이 퇴화하지만 그 자체가 물리적 불안정성은 아니다. 확인한 부호들로 모든 비선형 효과가 배제되지는 않으며 퍼텐셜 B의 비해석적 접합에 대한 양자 보정의 허용성도 확립되지 않는다. 따라서 서로 다른 지평선이라는 주장은 미시적 기원의 완전한 검토가 아니라 명시한 한계가 있는 통제된 배경 예의 지위를 유지한다.

신뢰할 수 있는 계산은 어디서 끝나는가

유효이론은 미시적 세부를 모두 몰라도 통제된 저에너지 기술을 허용한다. 도너휴는 이 접근을 중력의 계산 가능한 저에너지 양자 보정에 사용하는 방법을 보였다. 따라서 고에너지의 미지 물리학 자체가 검증 가능한 계산을 금지하지는 않는다. 다만 전개의 차수와 버린 항들의 크기를 정해야 한다. [148]

새 우주론 작용에서는 물리 주파수와 H, 파수 k/a를 적용 척도 ΛEFT와 대조해야 한다. 척도는 배경에 의존할 수 있다. 운동항이 약하면 정준 정규화 뒤에 상호작용이 강해지기도 한다. H≪ΛEFT와 k/a≪ΛEFT 조건은 유용하지만 연산자 계수와 고리 전개를 확인하지 않으면 부족하다. 플랑크 질량이 이미 식에 있다는 이유만으로 ΛEFT를 그 값과 같게 정할 수는 없다.

복사 보정에 대한 안정성에는 단계 하나가 더 필요하다. 허용된 모든 상호작용을 넣어 퍼텐셜과 운동항의 보정을 계산하고 보호 대칭을 정하거나 필요한 조정을 정직하게 밝혀야 한다. 복원한 분포에 대해 여기서 이 계산은 하지 않았다. 미시적 연장과 물질 결합의 전체 집합이 정해지지 않았으므로 모든 양자 보정이 작음을 수치적으로 증명할 수는 아직 없다. 배경 복원 안에 이 정보가 숨어 있는 것은 아니다.

결과가 임의로 선택한 퍼텐셜 보간 정밀도에 의존하지 않도록 미리 요구하는 것이 유용하다. 퍼텐셜의 도함수들이 섭동 동역학과 상호작용에 들어가므로 거의 같은 배경 곡선도 미분하면 오차가 다를 수 있다. 여러 해상도의 검증과 독립적인 도함수 복원으로 이 불확실성을 평가해야 한다. 성공하면 계산 구현을 확인하지만 선택한 작용의 물리 검증을 대신하지는 않는다.

다음 구체적 과제는 이 결합들을 선택하고 전체 계의 이차 작용을 유도하여 스펙트럼을 검증하고 사용하는 범위에서 섭동을 적분하는 것이다. 이어서 명시적으로 고른 유효이론의 첫 양자 보정을 계산하고 잔여 오차를 추정한다. 보고에서는 확인한 정준 주부분, 수행한 배경 대조, 아직 열린 복사 보정에 대한 안정성 문제를 구별해야 한다. 이 형식은 잘 맞는 그래프 하나를 완성된 근본 이론으로 제시하지 않으면서 증거를 쌓게 한다.

적색편이의 시간 변화와 매개변수의 자유도

같은 가우스 분포 q(N)를 우주상수와 비교하자. 두 출발 모형 모두 H_0=70 km/s/Mpc, Ω_{m0}=0,3, $\Omega_{\varphi 0}$=0,7이며 구간 0≤z≤3에서는 복사를 고려하지 않는다. Δt_0=20 율리우스년 동안 관찰하는 공이동 흡수체에 대해 시간에 선형인 근사는 속도 변화의 분광학적 등가량을 준다.

$$\Delta v(z) = \frac{c\,\Delta z}{1+z} \simeq c H_0 \Delta t_0 \left[1 - \frac{E(z)}{1+z}\right].$$

이는 FLRW와 적색편이 정의의 운동학적 귀결이다. Δv는 스펙트럼의 작은 이동을 뜻하며 먼 은하의 뉴턴 속도 변화가 아니다. E(z)를 계산하려면 우주론 모형이 필요하다. 고유 가속도와 관측자 운동, 기기 척도 변화는 아직 평균 신호에서 제외한다. [10] [14]

z=0,5에서 우주상수 모형은 +5,476 cm/s, 스칼라 모형은 +3,996 cm/s를 준다. z=1에서는 +5,136과 +3,448 cm/s이고, z=3에서는 −4,946과 −5,319 cm/s다. 선택한 구간에서 차이 절댓값의 최댓값은 z=0,777 부근의 1,823 cm/s다. 자명하지 않은 영 교차는 상수 모형에서 z≈2,089, 스칼라 모형에서 z≈1,945에 일어난다. 모두 주어진 매개변수의 결과이며 관측 추정값이 아니다.

다른 우주론 매개변수를 맞춘 뒤 차이가 얼마나 남는지 확인하자. z=0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5; 3에서 예시 측정 여덟 개를 정한다. 평균은 스칼라 예측과 같고 무작위 잡음 실현은 넣지 않는다. 각 측정에는 두 시기 사이의 차이에 대한 독립 오차 σ_i=1 cm/s를 부여한다. 이런 정밀도와 범위는 특정 기기 성능에서 나온 것이 아니다. 우선 곡선의 수학적 구별 가능성을 장치 제작의 과제와 나누기 위해 사용한다.

예시용 평균값에 우주상수를 갖는 평탄한 모형을 맞춘다. 추가로 여덟 측정에 공통인 잔류 보정 이동 B를 cm/s 단위로 허용하자. 이는 가우스 분포에서 쓰는 무차원 b와 다르다. 규격화한 잔차 제곱의 합을 최소화한다.

$$Q(H_0, \Omega_{m0}, B) = \sum_{i=1}^{8} \frac{\left[\Delta v_\phi(z_i) - \Delta v_\Lambda(z_i; H_0, \Omega_{m0}) - B\right]^2}{\sigma_i^2}.$$

H_0=70, Ω_{m0}=0,3, B=0을 고정하면 Q=11,007이다. B=0에서 H_0와 Ω_{m0}를 자유롭게 맞추면 Q=0,333이며, 최소점은 H_0=57,106 km/s/Mpc와 Ω_{m0}=0,31760 근처다. B까지 자유롭게 두면 H_0≈55,696 km/s/Mpc, Ω_{m0}≈0,32336, B≈0,246 cm/s에서 최소값이 Q=0,317로

줄어든다. 초기 차이의 대부분은 우주론 매개변수의 자유도가 흡수한다. 이 특정 격자에서 공통 이동을 추가로 허용하는 효과는 훨씬 작다.

여기서 Q는 측정된 통계량 χ^2도, 검출 확률도, 표준편차의 개수도 아니다. 가상 자료에는 무작위 잡음, 매개변수에 대한 외부 제약, 실제 오차 공분산이 없다. 찾아낸 낮은 H_0가 우주론 관측 전체에 의해 허용된다고 선언해서는 안 된다. 그런 관측은 이 비교에서 전혀 사용되지 않았다. 이를 더하려면 결합 가능도함수가 필요하며, 보상하는 매개변수 조정의 비용도 달라진다.

공통 B 하나로 분광 오차 전체를 기술하지도 못한다. 장치마다 별도 오프셋과 파장 의존 왜곡이 있을 수 있다. 점마다 완전히 독립적인 미지 오프셋을 허용하면 평균의 모든 차이를 이 자유 매개변수들이 흡수한다. 다음 계산에는 물리적으로 교정한 공분산과 실제 스펙트럼, 광원 선별이 필요하다. 실험 설계에 고정한 두 곡선의 최대 간격만 비교해서는 부족하다.

수치 결과는 두 빛 경로로 추가 검증했다. 먼저 수신기의 시간 변화를 적분하고 같은 흡수체와 관측자 사이 광자의 공이동 경로가 같다는 조건을 다시 푼다. 거의 같은 적색편이끼리의 뺄셈을 피하려고 척도인자의 작은 증분으로 계산한다. 두 모형의 z=0,5와 z=3에서 선형 이십 년 식과의 차이는 $4{\cdot}10^{-8}$ cm/s 미만이다. 이는 계산과 유한 시간 간격의 작음을 검증한 것이지 스칼라 장이 자연에 존재함을 확인한 것이 아니다.

프로파일과 국소적으로 구별되지 않는 방향

$$C_{ij} = \sigma^2 \delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j, \qquad u_i = \frac{z_i - \bar{z}}{\max_j |z_j - \bar{z}|}, \qquad \tau = 0.5 \text{ cm/s}$$

C는 고정되어 있고 σ > 0에서 양의 정부호다. z에 따라 비균일한 모드 u의 무작위 진폭은 평균 영과 가우스 분산 τ^2를 갖는다. 이를 적분해 없애면 제시한 공분산이 된다. 자유로운 공통 오프셋 B는 다른 매개변수다. 그 벡터는 모두 일이지만 u 성분의 합은 영이다. 같은 무작위 기여를 C에 독립적으로 넣으면서 다시 별도 불확실성으로 세어서는 안 된다.

$$Q_* = \min_{H_0, \Omega_{m0}, B} \left[\mathbf{r}^{\mathsf{T}} C^{-1} \mathbf{r} + \frac{(H_0 - 70)^2}{s_H^2} + \frac{(\Omega_{m0} - 0.3)^2}{s_m^2} + \frac{B^2}{s_B^2} \right], \qquad \mathbf{r} = \mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda(H_0, \Omega_{m0}) - B\mathbf{1}$$

해당 외부 제약을 주지 않으면 그 항은 없다. 예시 외부 제약 셋은 모두 독립적이며 스칼라 모형 입력값을 중심으로 한다고 둔다. s_H 단위는 km/s/Mpc, s_B는 cm/s이고 s_m은

무차원이다. Ω_{m0}가 고정되면 적색편이 시간 변화가 H_0에 선형으로 의존하므로 해당 벌점항을 포함한 가중 선형 정규방정식으로 H_0와 B를 구한다. 이어서 Ω_{m0}에 대한 일차원 최소값 탐색을 수행했다. 이는 이차 목적함수의 프로파일이며 모형의 주변확률이 아니다.

$$\mathbf{d} = C^{-1/2}(\mathbf{y} - \mathbf{f}_0), \quad A = C^{-1/2}G, \quad P_\perp = I - AA^{+}, \quad Q_{\mathrm{lin}} = \mathbf{d}^{\mathsf{T}} P_\perp \mathbf{d}$$

G에는 조정 매개변수에 대한 예측의 국소 도함수들이 들어 있고 A^{+}는 무어–펜로즈 유사역행렬이다. 공분산을 단위 형태로 바꾼 뒤의 알려진 선형 투영이다. 매개변수 변화로 일차에서 흡수되는 차이 성분들을 제거한다. 가우스 외부 제약은 잔차 벡터와 응답 행렬에 행들을 추가하여 포함한다. 국소 결과로 전역 비선형 프로파일을 대신해서는 안 된다. 검증한 이십 년, σ = 1 cm/s, 외부 제약 없는 경우에는 Q_{lin} = 0,3177280257이고 비선형 최솟값은 0,3166149159다.

독립 과제로서의 측정 선택

$$U(d) = \mathbb{E}_{\mathbf{y}|d}[D_{\mathrm{KL}}(p(M \mid \mathbf{y}, d) \,\|\, p(M))]$$

이는 모형 구별의 표준 베이즈 효용이다. d는 실험 계획, M은 모형 지표이며, 기댓값은 모형과 매개변수에 대해 평균한 가능한 데이터의 예측분포에서 취한다. 정규화한 모형 사전확률과 매개변수 분포, 잡음 모형, 정해진 계획 집합이 필요하다. 비용을 반영한 효용은 따로 정해야 한다. 이 양은 실험계획 문헌에서 연구되었지만 첨부 코드에서는 계산하지 않는다. Q 지도는 예비 진단이며 U(d)를 대신하지 않는다. [164]

성장의 정규화가 결론을 바꾸는 이유

일반상대성이론에서 매끄러운 정준장과 비상대론적 성분 하나가 있을 때, 지평선보다 충분히 작은 척도의 밀도 대비의 선형 성장은 다음 방정식으로 기술된다.

$$D'' + \left(2 + \frac{E'}{E}\right) D' - \frac{3}{2}\Omega_m(N) D = 0.$$

단순 비교에서는 a=0,01에서 두 모형 모두 D=D′=0,01이다. 복사와 질량 있는 중성미자 전달의 척도 의존성은 넣지 않는다. 가우스 스칼라 모형은 D(1)=0,75127, 우주상수 모형은 0,77898을 준다. 비는 0,96443이다. 이는 명시한 근사에서 초기 정규화가 같을 때의 성장 차이다.

공통 초기 정규화를 유지하면 z=0,5에서 $f\sigma_8$ 예측의 비는 0,92691이다. 대신 현재 σ_8을 수동으로 같게 하면 0,96110이 된다. 둘 다 수학적으로 가능하지만 다른 실험 질문에 답한다. 전자는 초기 조건에서 후기 성장의 공동 예측을 검증하고, 후자는 재정규화로 차이 일부를 미리 제거한다. 여기서 초기 D의 일치는 공통 원시 진폭의 근사 대리값이지 섭동 전달의 전체 계산이 아니다.

암흑물질이 스칼라 장과 에너지를 교환하는 모형에 이 방정식을 그대로 사용할 수는 없다. 배경과 섭동 방정식들이 달라진다. Dark Dimension 시나리오를 논할 때 특히 중요한 제한이다. 팽창 그래프의 전체 모양이 비슷하다고 다른 이론의 동역학을 가져올 수는 없다. [63]

공통의 과거를 가진 두 매끄러운 미래

별도의 논리적 예를 구성하자. 우주는 평탄하고 먼지와 정준 장이 있으며 복사는 없다. 먼지 밀도는 $M\,a^{-3}$이다. 양의 Λ, S, M은 에너지 밀도의 차원을 갖는다. 공통 정규화 $\varphi_A(0)=\varphi_B(0)=0$을 택한다. 과거 구간에서 모든 도함수와 함께 영이 되는 함수를 도입하자.

$$g(N)=\begin{cases}0, & N\le 0,\\ e^{-1/N^2}, & N>0,\end{cases}\qquad F(N)=\int_0^N g(x)\,dx.$$

두 장 밀도와 두 상태방정식을 다음과 같이 정한다.

$$\rho_A=\Lambda+Se^{-3N},\qquad \rho_B=\rho_A e^{-3F},\qquad w_A=-\frac{\Lambda}{\Lambda+Se^{-3N}},\qquad w_B=w_A+g.$$

보존 법칙은 두 모형에서 모두 성립한다. 모든 유한한 N에서 $1+w>0$이므로 궤적과 퍼텐셜을 통상적인 방법으로 복원할 수 있다. 항 $S\,a^{-3}$은 접합 시점의 장 속도를 영이 아니게 하므로 역함수 $N(\varphi)$가 매끄럽다. 스칼라 밀도의 이런 항이 섭동을 먼지로 바꾸지는 않는다. [157]

$$\frac{d\phi}{dN} = M_{\mathrm{Pl}}\sqrt{3\Omega_\phi(1+w)}, \qquad V = \frac{1-w}{2}\rho, \qquad H^2 = \frac{Me^{-3N}+\rho}{3M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

A의 퍼텐셜은 명시적으로 쓸 수 있다. φ(0)=0을 택하고 C=2√[S/(3(M+S))], $\varphi_\infty = M_{\mathrm{pl}} C$ arsinh√[(M+S)/Λ]로 표기하자. 그러면 다음과 같다.

$$V_A(\phi) = \Lambda + \frac{\Lambda S}{2(M+S)}\sinh^2\!\left(\frac{\phi_\infty - \phi}{M_{\mathrm{Pl}} C}\right).$$

퍼텐셜 A는 해석적이며 장의 극한값 너머로 연장할 수 있다. 둘째 복원으로 얻은 퍼텐셜 B는 무한 번 미분 가능하지만 접합점에서 실해석적이지 않다. 이는 중요한 전제다. 공통 연결 영역의 두 해석함수는 과거의 열린 구간에서 정확히 같다가 이런 방식으로 갈라질 수 없다.

양의 N의 경우, 적분 F는 명시적 표현식과 점근적 행동을 갖는다:

$$F = Ne^{-1/N^2} - \sqrt{\pi}\,\operatorname{erfc}(1/N) = N - \sqrt{\pi} + \frac{1}{N} + O(N^{-3}).$$

모형 A의 밀도는 양의 상수로 접근하므로 미래는 점근적으로 드시터 형태다. B의 장 밀도는 양의 상수에 a^{-3}을 곱한 것처럼 거동하며, 점근적으로 $a \propto t^{2/3}$이다. 미래의 등각 적분은 A에서 수렴하고 B에서 발산한다. 지평선의 차이를 정하는 것은 이 점근적 거동이다. 유한한 수치 그래프만으로는 그런 결론을 내리기에 부족하다.

수치 예에서는 현재 임계 밀도 단위의 Λ=0,699, S=0,001, M=0,300을 쓴다. 독립 대조에서 장 방정식의 별도 적분은 상대 오차 10−14 미만으로 밀도 A를 재현했다. B에서는 두 퍼텐셜 격자에서 0≤N≤8 구간의 최대 상대 오차가 2 × 10−9를 넘지 않았다. 두 결과는 계산 자료 묶음에 제시한다. 이 예는 코시 문제의 유일성을 위반하지 않는다. 접합 뒤에는 서로 다른 퍼텐셜, 즉 다른 물리 모형이 작용한다.

일치는 공통 과거 구간에서 같은 초기 자료를 갖는 균일한 배경과 선형 섭동에 대해 증명되었다. 유한한 불균일성은 배경장보다 먼저 퍼텐셜이 달라지는 영역에 들어갈 수 있다. 완전한 비선형 동등성, 비섭동적 양자 동등성, 전역적 관측 동등성은 증명되지 않았다. 그럼에도 이 예는 명시한 근사에서 복원된 과거를 바탕으로 무한한 미래를 추론할 때의 정확한 한계를 보여 준다.

의존하는 지도들에서의 독립 검증

고정한 우주론과 위상에서 평균이 영이고 함께 가우스 분포를 따르는 온도 T와 E 편광 벡터를 생각하자. 편광을 온도 지도의 독립적인 반복 실현으로 볼 수는 없다. 조건부 평균과 조건부 공분산은 다음과 같다.

$$\mu_{E|T} = C_{ET} C_{TT}^{-1} T, \qquad \Sigma_{E|T} = C_{EE} - C_{ET} C_{TT}^{-1} C_{TE}.$$

여기서 행렬들은 하늘 마스크와 기기 잡음, 적절한 전경 모형을 포함한 관측 데이터를 기술해야 한다. 먼저 온도 데이터로 크기와 방향, 우주론 매개변수를 포함하는 θ를 제약한다. 이어서 남은 불확실성에 걸쳐 편광 예측을 평균한다.

$$p(E|T) = \int p(E|T,\theta)\, p(\theta|T)\, d\theta.$$

이것이 다른 채널로 검증한다는 뜻이다. 공통 물리 정보를 고려하면서 같은 모형의 예측으로 사용한다. 가장 잘 맞는 방향 하나만 대입하면 확신을 과대평가할 수 있다. 이 책은 선택한 위상에 대한 이런 분석의 프로그램을 제시하지만, 공간 크기의 새로운 수치 한계를 얻지는 않았다. [138] [140] [137]

중력 실험의 위상과 잡음

각각 두 갈래를 갖는 두 계에서는 네 뉴턴 에너지의 차이 조합이 상태들을 얽히게 할 수 있는 상호작용을 정한다. 국소 위상항들은 얽힘을 바꾸지 않으므로 생략한다.

$$E_{ij} = -\frac{G m_A m_B}{r_{ij}}, \qquad g = \frac{E_{LL} + E_{RR} - E_{LR} - E_{RL}}{4\hbar}, \qquad H_{\mathrm{int}} = \hbar g Z_A Z_B.$$

질량 10^{-14} kg과 거리 $r_{LL}=r_{RR}=450$ μm, $r_{LR}=700$ μm, $r_{RL}=200$ μm에서 $|g| \approx 0{,}0314\ \mathrm{s}^{-1}$을 얻는다. 같은 크기 중첩들을 곱한 초기 상태의 이상적 얽힘 척도인 네거티비티는 $|\sin(2gt)|/2$다. 첫 최댓값에는 약 25초 뒤에 도달한다. 이는 선택한 기하학의 위상 척도 추정이며 이미 작동하는 기기의 설계가 아니다. [149]

자료에서 다룬 잡음은 별도의 마르코프 방정식으로 정한다. 관례가 중요하다. 큐비트 하나의 결맞음은 γ가 아니라 2γ의 속도로 감쇠한다.

$$\dot{\rho} = -ig[Z_A Z_B, \rho] + \sum_{j=A,B} \gamma_j (Z_j \rho Z_j - \rho), \qquad \gamma_j = \gamma_{\mathrm{env},j} + \eta |g|.$$

이 동역학과 초기 상태에서 초기 얽힘 생성에는 $g^2 > \gamma_A \gamma_B$가 필요하다. 실험마다 별도의 미지 배경을 허용하면 전체 γ를 통상 성분과 가설적 성분으로 다르게 분해해도 같은 결과가 가능하다. 기여가 음이 아니라는 조건으로 때로 η의 보수적 상한을 얻지만 그 값 자체가 정해지지는 않는다. 통제된 기하학 변화와 독립 잡음 교정이 필요하다. 매개자의 성질에 대한 결론도 명시적으로 채택한 상호작용 구조와 국소성에 의존한다. [150] [151] [152]

입자와 추가 방향의 척도

파동 암흑물질에서는 상수 h를 쓰는 드브로이 파장과 ħ를 쓰는 환산 파장을 구별해야 한다. 다음 식들은 채택한 차원적 추정을 정한다. 정확한 상관 척도는 파동 분포에 달려 있다.

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{mv}, \qquad \ell_{\mathrm{coh}} = \frac{\hbar}{mv}, \qquad \tau_{\mathrm{coh}} = \frac{\hbar}{mv^2}.$$

$mc^2 = 2 \cdot 10^{-20}$ eV와 v=20 km/s에서 앞의 두 추정값은 30,115와 4,793파섹이다. 인자 2π에 따라 장의 척도와 항성계 크기의 비교가 달라진다. 다만 길이 하나로 가열이 정해지지는 않는다. 공간적으로 균일한 가속도는 계 전체를 움직이므로 내부 가열에는 힘의 불균일성과 시간 상관관계가 필요하다. 이런 물질의 우주론적 비율이 특정 헤일로 중심의 비율과 자동으로 같을 필요도 없다. [45]

같은 크기의 평탄한 추가 방향 둘을 갖는 별도 예에서는 근본 척도의 정규화를 다음과 같이 고정한다.

$$M_{\mathrm{Pl}}^2 = (2\pi R)^2 \overline{M}_6^{\,4} = R^2 M_D^4, \qquad M_D = \sqrt{2\pi}\, \overline{M}_6.$$

M_D=10 TeV에서 반지름은 4,805 μm, 첫 모드 에너지는 0,0411 eV다. 해당 이차원 경우 문헌의 첫 모드에 대한 약 0,6 eV 항성 제약은 이 관례에서 R≤0,329 μm와 $M_D \geq 38{,}2$ TeV를 뜻한다. 따라서 냉각 계산의 전제들이 적용된다면 출발 예인 10 TeV는 조건부로 배제된다. 이 결론을 추가 차원 하나나 임의의 기하학에 자동으로 옮길 수는 없다. [171] [132]

주파수만으로 온도계가 되지 않는 이유

상전이 중력파의 선택한 음향원 교정에서 거품의 전형적 크기와 봉우리 주파수는 다음 관계를 갖는다. v_{wall}은 c 단위의 벽 속도, $c_s = 1/\sqrt{3}$은 상대론적 플라스마의 음속, β/H_*는

팽창률 단위의 역전이 기간, g_*는 유효 상대론적 자유도 수다. T_*는 전이와 그에 따른 재가열 이후의 온도다. 이 추정은 빠른 전이 $\beta/H_* \gg 1$과, 후기 엔트로피 추가 유입 없는 표준 복사 적색편이를 가정한다. z_p는 스펙트럼 봉우리의 형태 매개변수이며 우주론적 적색편이가 아니다. [54]

$$H_* R_* \simeq (8\pi)^{1/3} \frac{\max(v_{\mathrm{wall}}, c_s)}{\beta/H_*}.$$

$$f_0 \simeq 2.6 \times 10^{-5}\,\mathrm{Hz}\, \frac{T_*}{100\,\mathrm{GeV}} \left(\frac{g_*}{100}\right)^{1/6} \frac{z_p/10}{H_* R_*}.$$

$v_{\mathrm{wall}}=0{,}6$, $g_*=106{,}75$, $z_p=10$이면 $T_*=100$ GeV와 $\beta/H_*=100$의 전이는 $T_*=1000$ GeV와 $\beta/H_*=10$의 전이와 같은 약 1,496 mHz 봉우리를 준다. 원천 동역학을 제약하지 않고 한 주파수로 온도를 복원할 수는 없다. 이 예에서 신호 진폭과 음파 수명, 검출 확률은 계산하지 않았다. 다음 물리적 단계에는 동일한 모형 매개변수들에 대해 전이와 바리온 비대칭, 실험실 제약, 파동 스펙트럼을 함께 계산하는 일이 필요하다.

중력파 전파의 조건부 예시

여기서는 중력 검증 장의 텐서 모드에 대한 균일 전파만 계산한다. 파장은 배경 변화의 척도보다 훨씬 작고 속도는 c이며 추가 질량이나 다른 장으로의 변환은 없다. 원천을 일관되게 정규화하고 경로 양 끝의 M_*를 바꾸는 국소 차폐 전이는 없다고 가정한다. 이 조건에서 포락선은 $1/(aM_*)$에 비례하므로 다음과 같다.

$$\Xi(z) = \frac{M_*(0)}{M_*(z)} = \exp\left[\frac{1}{2}\int_0^z \frac{\alpha_M(\tilde{z})}{1+\tilde{z}}\, d\tilde{z}\right].$$

적분 부호는 수치 해석기 없이 확인할 수 있다. $\alpha_M = d\ln M_*^2/d\ln a$와 $a=1/(1+z)$에서 $d\ln M_*/dz = -\alpha_M/[2(1+z)]$가 나온다. 원천에서 현재 관측자까지 적분하면 $M_*(0)/M_*(z)$의 식에서 양의 부호를 얻는다. $\alpha_M=0$이면 $\Xi=1$이고 $z=0$에서도 비는 일이다. 이 확인은 거리와 그 역수에 해당하는 진폭 인자를 혼동하지 않도록 한다.

완결된 이론을 주장하지 않는 계산 예시로 s>0에서 $\alpha_M=\alpha_{M0}\,a^s$를 지정하자. 그러면 다음과 같다.

$$\Xi(z)=\exp\!\left\{\frac{\alpha_{M0}}{2s}\left[1-(1+z)^{-s}\right]\right\}.$$

α_{M0}=0,1, s=1에서 z=0,5; 1; 2; 3에 대해 각각 1,016806; 1,025315; 1,033895; 1,038212를 얻는다. 출발 적분의 적응형 구적법은 절대 차이 10^{-13} 미만으로 해석식을 재현한다. z=1의 상대 효과는 거리에서 약 2,53퍼센트다. 이는 달성 가능한 감도 추정이 아니다. 광원 분포와 방향 오차, 기기를 여기서 계산하지 않았다.

함수 $\alpha_M(a)$만으로 스칼라 섭동과 안정성, 국소 검증이 정해지지는 않는다. 전체의 일관된 방정식 집합이 필요하다. 또한 본 장에서 언급한 차폐 모형들에서는 진폭비가 달라지거나 일로 돌아갈 수 있다. 따라서 이 결과는 허용되는 새 중력의 존재 증명이 아니라 전달식의 대조 검증과 정규화 예로 사용한다. 입력과 표, 방법 비교는 계산 자료 묶음에 제시한다.

부록 B

연구 프로그램

이 프로그램들은 책의 질문을 계산과 측정의 순서로 바꾼다. 발표된 기제들과 제21장의 공통 방법을 사용한다. 모형을 미리 정하고 여러 관측량을 공통 매개변수로 연결하며 검증 모형을 포기하게 할 결과를 명시한다. 현재 상태는 다음에 필요한 단계와 따로 표시한다.

프로그램 1 우주와 실험실의 암흑에너지 장

이 프로그램은 제3장, 제8장, 제10장을 발전시킨다. 퍼텐셜 $V(\varphi)$를 갖는 정준 스칼라 장과 미세구조 상수 변화의 선형 결합 $\Delta\alpha/\alpha = \zeta\Delta\varphi/M_{Pl}$을 다룬다. 하나의 퍼텐셜과 궤적, 결합 ζ가 우주론 및 실험실 데이터를 설명해야 한다. 차폐도 다른 상수 변화의 상쇄도 없는 국소 모형을 고정한다. 시계는 결합과 장 변화 속도의 곱을 제약하므로 추가 전제 없이 두 양을 분리할 수 없다. [60]

서로 다른 광학 시계의 주파수비와 먼 흡수체의 스펙트럼선, 우주론적 거리를 물리적으로 비교한다. 같은 흡수체의 반복 스펙트럼은 적색편이 변화를 검증한다. 이 경로는 $\zeta=0$에서도 팽창 역사에 민감하다. 자유낙하 실험에는 재료의 스칼라 전하를 먼저 계산한다. 표준의 시간 표류와 자기 및 온도 이동, 스펙트럼 교정을 통제한다. 경쟁 설명은 기기 오차와 다른 변화하는 상수들이다. 등가원리 위반 한계는 같은 상호작용 모형으로 ζ 제약에 환산한다. [61] [172]

퍼텐셜과 영이 아닌 결합의 범위를 명시한 모형은 모든 채널의 허용 영역이 겹치지 않으면 배제된다. 제8장 분포는 퍼텐셜을 복원하고 균일 동역학을 검증했으며 적색편이 시간 변화를 계산했다. 마지막 예에서 H_0 및 물질 비율과의 강한 축퇴가 드러났다. 다음 계산은 실제 분광 오차와 외부 우주론 제약을 연결하고 국소 장을 우주론 궤적에 연결하며 물체의 전하들을 유도해야 한다. 관측의 통합 적합과 작은 장 질량의 보호는 아직 없다. 가우스 분포는 명시한 구간에서 적용되며 정확한 무한 연장에는 제8장의 결함이 있다. [59] [62]

첫 프로그램의 발전은 예시적인 상관 오차와 외부 제약 아래 계산한 적색편이 시간 변화의 프로파일 불일치 지도다. 독립적인 H_0와 교정의 상호 보완성을 보여 준다. 실제

관측을 선택하려면 기기 모형과 비용, 두 우주론에서 뽑은 무작위 실현의 시험이 더 필요하다. 계산 부록에서는 이를 수행한 계산과 구별한다.

프로그램 2 팽창과 성장과 파동의 전파

3장, 8장, 10장에서는 거리와 구조를 같은 동역학의 서로 다른 결과로 다룬다. 검증할 버전은 일반상대성이론, 별도로 보존되는 물질, 정준장을 사용한다. 원시 진폭과 기울기는 공통 초기 시대에 정하며, 전달함수는 일관된 역사에서 계산한다. 관측 경로마다 현재 진폭을 새로 맞추어서는 안 된다. 매끄러운 장 근사는 장의 섭동이 작다고 검증한 곳, 특히 해당하는 지평선 내부 영역에서만 허용된다.

분광 조사는 BAO와 은하 분포의 비등방성을 측정하고, 은하 영상은 약한 렌즈 효과를, 초신성은 상대 거리를 준다. 공통 모형은 천체 선별과 함께 각 관측 신호를 예측한다. 일정한 Λ와 구체적인 중력 수정을 비교한다. 비선형 진화와 바리온 피드백, 적색편이 분포, 은하와 물질의 관계, 중성미자 질량을 함께 고려한다. 조사 부피가 겹치면 공통 공분산이 필요하다. [58] [73] [74]

거리들을 설명하는 매개변수 영역이 초기 조건과 방해 요인을 일관되게 맞춘 뒤에도 데이터와 양립하지 않는 성장을 요구하면 해당 모형을 기각한다. 다음 단계는 하나의 우주론 코드에 배경과 섭동을 구현하고 새 정규화 없이 남겨 둔 표본을 검증하는 것이다. 이 책에서는 예시적인 배경 동역학을 검증했으며 완전한 통합 분석은 아직 없다. 별도로 보존되는 물질과 매끄러운 장의 식을 프로그램 11의 상호작용 암흑 부문에 적용할 수는 없다.

둘째 프로그램의 추가 검증은 중력파 거리다. 선택한 이론에서 파동 생성과 가능한 차폐를 포함하여 성장 및 렌즈 효과와 함께 유도한다. 공통 매개변수 영역은 모든 채널을 견뎌야 한다. 채널마다 편리한 자유함수를 독립적으로 정했다면 하나의 이론을 시험한 것이 아니다. 부록의 예시 전파 계산은 명시한 배경에서 해석적 관계만 검증한다.

프로그램 3 초기 사건 하나와 여러 통계량

제11–14장의 질문에는 공통 인플레이션 배경 위의 구체적 경쟁 모형 둘을 고른다. 첫째는 섭동 음속의 짧은 감소를 포함하며 시점과 폭, 진폭은 고정된 작용에 들어 있다. 둘째는 특정 척도 대역에서 초기 삼점 상관관계가 영인 가우스 들뜬 상태를 정한다. 삼차

상호작용과 이후 비스펙트럼을 각각의 기술에서 유도한다. 파워를 맞춘 뒤 비스펙트럼 위상을 독립적으로 조정해서는 안 된다. 이 기제들에는 알려진 선행 연구가 있다. [89] [91] [90]

다중 주파수 우주 배경복사 지도에서 온도 및 E 편광 파워와 여러 배치의 삼점 상관관계를 측정한다. 기기 구현에는 빔과 편광각, 잡음, 은하 복사의 통제가 필요하다. 두 모형과 매끄러운 기준 시나리오의 모의 지도들을 같은 마스크와 분석 절차에 통과시킨다. 온도와 편광을 함께 분석하며 특징 위치와 폭의 탐색을 유의성 교정에 포함한다. 은하 데이터는 비선형 전달 계산 뒤에만 더한다.

파워를 설명하는 매개변수들이 데이터로 기각되는 측정 가능한 비스펙트럼을 요구하면 영이 아닌 구현을 배제한다. 다음 계산은 먼저 선택한 쌍에서 이점 통계가 사실상 같은 영역이 있는지 밝히고, 이어서 나머지 관측량의 이득을 정해야 한다. 명세는 준비했지만 구별 가능성은 아직 계산하지 않았다. 들뜬 상태의 선호가 바운스를 입증하지는 않는다. 그런 결론에는 그 기원에 대한 별도 모형이 필요하다.

세 번째 프로그램에는 μ 왜곡과 CMB 온도의 공간 상관관계를 더한다. 두 모형은 작은 섭동이 감쇠하면서 내놓은 평균 에너지는 비슷해도 긴 모드와 짧은 모드 사이의 관계는 다를 수 있다. 먼저 둘의 공통 비스펙트럼과 전달을 도출하고, 이어서 스펙트럼 성분 분리, 온도 누출, 전체 공분산을 모형화한다. 원시 기제는 하나로 유지한다. 결과를 본 뒤 각 채널의 진폭을 독립적으로 정해서는 안 된다.

프로그램 4 편광의 조건부 예측을 통한 위상수학적 구조

제1장과 제15장, 제17장의 후속 과제는 공통 크기 L과 방향, 주어진 원시 스펙트럼을 갖는 정육면체 삼차원 토러스를 검증한다. 이 매개변수들은 이산 공간 모드와 전체 온도 및 편광 공분산을 정한다. 온도로 기하학들의 분포를 얻고 이미 측정한 온도를 반영하여 E 편광의 조건부 분포를 계산한다. 예측 불확실성을 유지하며 허용 기하학들에 대해 평균한다. 최적 방향 하나가 이 분포를 대신하지는 못한다. [2] [140]

측정 자료는 CMB의 온도 및 편광 지도다. 이론적 공분산에 실제 빔과 픽셀화, 하늘 마스크를 적용하고 두 지도 모두에 잡음과 성분 제거의 상관 오차를 더한다. 인공 자료에서도 L과 방향의 전체 탐색을 반복한다. 경쟁 설명은 비콤팩트 평탄 모형, 원시 비등방성, 편광 보정, 물리적으로 허용되는 편광 회전이다. 일치하는 원은 선택한 기하

구조가 실제로 이를 예측하는 경우에 사용한다. 텐서 예측만으로 관측되는 하늘 전체를 기술하지는 못한다.

충분한 검정력에서 필수적인 상관 무늬가 없으면 해당 크기와 방향 범위를 반증한다. 다음 산물은 큰 L 극한을 검증한 계산 공분산과 교정된 조건부 편광 검증이다. 현재는 프로토콜을 준비했으며 새 크기 한계는 없다. 너무 약한 무늬를 검출하지 못했다고 공간의 무한성이 입증되거나 제18장의 다른 세계 시나리오들이 자동 검증되지는 않는다. 이상적 기기에서도 우주 분산은 남는다. [7]

프로그램 5 두 추가 방향과 공통 척도

제16장에서는 주기가 2πR인, 같고 평평한 두 콤팩트 방향의 모형을 정했다. 채택한 정규화 $M_{Pl}^{2} = R^{2}M_{D}^{4}$에서 반지름, 첫 KK 에너지 ħc/R, 근본 척도는 서로 연결된다. 기하학의 안정화와 전체 상태 탑의 상호작용도 정해야 한다. 예시 M_D = 10 TeV는 R ≈ 4,805마이크로미터와 약 0,041 eV의 첫 에너지를 준다. 이는 계산한 한 점이며 그 성립 가능성은 별도로 검증한다. [128]

움직이는 인력원을 쓰는 비틀림 검출기로 뉴턴 힘 법칙에서의 이탈을 측정한다. 신호는 실제 물체 크기에 대해 계산한다. 표면 전하와 진동, 다른 비중력 힘들을 통제한다. 천체물리학적 경로는 KK 상태 생성과 뜨거운 물질의 에너지 손실을 검증한다. 초신성 내부 분포와 파이온 상호작용, 자유롭게 빠져나갈 조건, 가능한 붕괴가 중요하다. 실험실 효과의 경쟁 설명에는 추가 차원 없는 새로운 힘들도 있다. [129] [132]

첫 KK 에너지가 약 0,6 eV 이상이어야 한다는 보수적인 천체물리학 요구는 이 정규화에서 R ≲ 0,329마이크로미터와 $M_D \gtrsim$ 38,2 TeV로 환산된다. 따라서 추정 전제가 적용되는 곳에서는 처음의 10-TeV 점이 조건부로 배제된다. 이를 말없이 다른 모형으로 바꾸어서는 안 된다. 다음 계산은 공동 허용 영역을 구하고 힘 예측을 장치 기하학에 걸쳐 합성해야 한다. 현재는 척도 환산만 검증했다. 냉각과 안정화를 포함하는 전체 통합 적합은 없고, 붕괴 제약에는 고유한 상태 점유수 모형이 필요하다. [133] [132] [134]

프로그램 6 중력 위상과 추가 결맞음 상실

제19장의 프로그램에서는 두 질량을 공간 중첩으로 준비한다. 하나의 기하학이 얽힘을 만드는 뉴턴 상호작용 g를 정한다. 기억 없는 국소 방정식에서 위상 이완률은 η ≥ 0일 때 γ_i

= $\gamma_{env,i}$ + η|g|다. 매개변수 η는 거리와 대기 시간이 다른 계열들에 공통이다. 통상적인 잡음은 검증 가능한 환경 모형으로 정한다. 경쟁하는 고전적 측정 및 되먹임 채널은 선택한 간섭계에 대해 별도로 도출해야 한다. [149] [153]

상대 위상과 간섭 대비, 얽힘 증인에 필요한 상관관계를 측정한다. 비슷한 펄스를 쓰면서 중력 기여를 억제한 대조 순서를 수행한다. 전하와 표면 전기 불균일성, 자기 기울기, 진동, 기체, 열복사를 독립적으로 제약한다. 전자기 채널은 실제 얽힘을 만들 수 있으므로 추가 잡음으로 대체할 수 없다. 해석에는 국소성과 매개자 성질에 대한 명시적인 전제가 필요하다. [150] [151]

주어진 동역학은 위상과 상관관계의 분포가 데이터 및 대조 조건과 양립하지 않으면 배제된다. 각 계열에 임의의 독립 잡음을 허용하면 η를 유일하게 복원할 수 없다. 그러나 $\gamma_{env,i}$의 비음수성으로부터 오차를 고려한 전체 위상 이완을 이용하여 η의 보수적인 상한을 구할 수 있다. 다음 단계는 공통 잡음 응답을 도출하고 인공 데이터에서 모형의 구별 가능성을 검증하는 것이다. 현재 있는 것은 설명용 동역학과 이 모호성의 분석이며, η에 대한 새로운 실험적 제약은 없다.

프로그램 7 은하와 렌즈에서의 물질 자기 산란

제6장의 후속 과제에서는 모든 암흑물질이 자기 자신과 탄성 산란한다고 가정한다. 정규화 s_0와 전형적 속도 ω를 갖는 알려진 두 매개변수 각도 모형을 선택한다. 하나의 산란 법칙이 서로 다른 진화를 통해 어떤 헤일로의 희박한 중심부와 다른 헤일로의 조밀한 중심부를 설명해야 한다. 질량과 집중도, 나이, 바리온 역사는 공통 집단 분포를 따른다. 은하마다 별도 단면적을 허용하지 않는다. [43] [42]

중성 수소 전파 간섭관측과 공간 분해 광학 분광으로 작은 은하의 속도장을 얻는다. 강한 렌즈 효과로 생긴 호 영상은 섭동 헤일로의 질량과 윤곽, 수를 제약한다. 모의 섭동을 영상에 넣어 검출 확률을 측정한다. 경쟁 모형은 바리온 피드백을 포함한 차가운 무충돌 물질이다. 두 모형에 같은 역사 자유도를 주어야 한다. 원반 기울기와 비원형 운동, 주 렌즈, 배경 광원, 시선상의 구조를 통제한다. [44]

공통 s_0와 ω 영역으로 두 집단을 설명하지 못하거나 관측되지 않는 조밀한 헤일로의 검출 가능한 비율을 요구하면 두 매개변수 모형은 실패한다. 다음 계산은 진화 시뮬레이션으로 열 수송과 붕괴를 교정한 뒤 미리 남겨 둔 표본을 예측해야 한다. 전체

단면적과 수송 단면적, 열 수송 단면적을 서로 대신 쓸 수 없다. 책에서는 물리적 척도의 예시만 계산했다. 운동학과 렌즈의 통합 집단 분석은 아직 없다.

프로그램 8 퀘이사에서 별까지의 파동 물질

제6장의 둘째 프로그램은 중력으로 상호작용하는 자유 초경량 장과 통상적인 차가운 암흑물질의 가능한 혼합을 정한다. 공통 매개변수는 질량 m과 장의 우주론적 비율 f다. 초기 스펙트럼과 전달 함수를 일관되게 계산한다. 헤일로마다 파동 성분의 국소 밀도는 같은 혼합 모형에서 유도해야 한다. 어떤 항성 천체든 구제하도록 독립적으로 고를 수 없다. 초기 구조 평탄화와 후기 동역학에는 하나의 물리적 원인이 있어야 한다.

고분해능 분광기로 먼 퀘이사의 라이먼-α 흡수선 숲 투과율을 측정한다. 반복 항성 분광과 깊은 영상으로 오래된 차가운 계의 내부 속도와 크기, 나이를 얻는다. 초기 채널의 경쟁 설명은 따뜻한 물질과 원시 스펙트럼 변화이고, 후기 채널에서는 조석 작용과 쌍성이다. 기체의 열적 역사와 이온화 배경, 금속, 초기 조밀함, 궤도를 통제한다. 항성계 전체에 같은 가속도가 작용하는 것은 내부 가열로 세지 않는다. [45] [46]

초기 자료를 만족하는 매개변수로는 허용된 역사 아래 관측된 차가운 계들이 유지될 수 없다면, 선택한 m과 f 영역은 배제된다. 다음 단계는 스펙트럼의 유체역학적 예측과 파동장의 시간 발전, 별의 자체 중력, 결맞는 조석력을 연결한다. 천체 선택까지 포함하여 검증용으로 남겨 둔 집단을 검증한다. 현재는 특징적 길이와 주파수만 계산했다. 질량에 대한 새로운 공동 한계는 얻지 못했다. 약한 효과가 관측상 구별되지 않는다고 장이 확인되는 것은 아니다.

프로그램 9 두 무거운 중성미자와 바리온 과잉

제4장과 제7장에서는 결합 행렬 F와 질량 M_1, M_2를 갖는 두 HNL의 최소 모형을 고정한다. 재가열 온도는 미리 충분히 높게 고르고 이후에는 복사가 지배한다. 초기 HNL 점유수와 비대칭 전하는 영이며 후기 엔트로피 희석은 없다. 같은 F와 M이 가벼운 중성미자 질량과 무거운 상태 생성, 붕괴, 바리온 수율 Y_B를 정한다. 셋째 HNL이나 앞선 비대칭을 추가하면 다른 검증 가설이 된다. [48] [51]

가속기에서는 중간자와 W의 붕괴에서 HNL 생성을 찾고, 떨어진 붕괴 꼭짓점과 수명, 렙톤 채널을 측정한다. 이를 중성미자 진동과 중성미자 없는 이중 베타 붕괴에 대조한다.

후자에는 가벼운 입자와 무거운 입자의 교환 및 그 간섭을 고려한다. 주된 불확실성은 입자 생성과 검출 민감 영역의 기하학, 꼭짓점 복원 효율, 원자핵 행렬 원소에 있다. 우주론 부분에서는 원시 핵합성과 후기 붕괴도 검증한다. [50] [173]

올바른 부호를 가진 관측된 Y_B 구간이 실험실에서 허용되는 매개변수들로 도달 가능한 집합에 포함되지 않으면 모형은 배제된다. 다음 계산은 결맞음, 열적 반응률, 전하 재분배, 스팔레론을 포함한 행렬 양자 운동론의 기준점들을 재현하는 것이다. 이어 측정 가능한 질량과 혼합을 고정했을 때의 Y_B 범위를 구성한다. 운동론 근사의 오차도 평가해야 한다. 현재는 알려진 기제의 명세를 작성했으며 새로운 매개변수 탐색은 수행하지 않았다. HNL 하나를 발견하는 것만으로 물질의 기원을 복원하기에는 부족하다.

프로그램 10 싱글렛 전이와 CP 위반의 공통 원천

7장의 다른 검증에서는 실수 스칼라 S 하나, 고정된 재규격화 가능 퍼텐셜, S와 힉스 및 톱 쿼크를 계수 c_t/Λ로 연결하는 차원 오의 CP 위반 연산자를 포함한 표준모형을 선택한다. 질량과 혼합, 퍼텐셜 계수는 모든 계산에 공통이다. 전이는 완료되어야 하고 생성한 전하는 보존되어야 한다. 거품 벽의 분포와 두께, 속도는 입자 수송 계산과 가능한 중력파 원천 계산에 동시에 들어간다. [52]

가속기는 스칼라의 성질과 톱 쿼크의 CP 민감 상관관계를 검증한다. 장의 방향을 반전시키는 분자 분광은 전기 쌍극자 및 다른 CP 위반 상호작용을 제약한다. 주파수 이동은 여러 연산자에 의존할 수 있으므로 재계산 없이 EDM 한계 하나를 임의의 조합에 적용할 수 없다. 중력파 스펙트럼은 간섭계 잡음과 천체물리학적 배경에 비교한다. 경쟁 설명은 바리온 수율이 부족한 전이와 다른 CP 위반 원천, 숨은 부문의 파동이다. [53] [54]

실험실 제약을 만족하며 완료된 어떤 전이도 비대칭의 후기 소거와 유효이론 범위 이탈 없이 필요한 Y_B를 내지 못하면 시나리오를 기각한다. 다음 단계는 모든 실험실 신호를 도출하면서 퍼텐셜과 거품 생성, 벽, 양자 수송을 일관되게 탐색하는 것이다. 파동에도 같은 벽 속도를 쓴다. 현재 수행한 것은 예시적인 주파수 교정뿐이며 Y_B는 계산하지 않았다. 주파수만으로 온도를 정할 수 없고, 약한 파동의 부재로 기제 전체가 배제되지는 않는다.

프로그램 11 하나의 반지름과 상호작용하는 암흑 부문

제6장과 제8장, 제15장, 제16장을 연결해 큰 콤팩트 방향 하나를 갖는 Dark Dimension의 구체적 구현을 고른다. 반지름 R(u)와 장 퍼텐셜, KK 스펙트럼, 암흑물질 결합은 같은 기하학에서 나온다. 발표된 예에서는 퍼텐셜과 암흑물질 질량이 장에 지수적으로 의존한다. 변하는 질량은 에너지 교환을 일으키므로 배경과 섭동을 함께 유도한다. 이는 프로그램 5의 이차원 토러스와 다른 대상이다. [135] [63]

우주론적 거리와 구조 성장, 실험실 단거리 힘, 천체물리학적 에너지 손실과 가능한 붕괴를 측정한다. 선택한 콤팩트화가 보통 물질과의 해당 결합을 예측한다면 시계와 자유낙하도 더한다. 반지름과 그 장 의존성, 퍼텐셜, KK 상태 점유수의 한 집합이 모든 채널을 통과해야 한다. 초신성 교정과 바리온 피드백, 중성미자, 표면 힘, 뜨거운 항성 물질의 성질을 통제한다. 경쟁 설명은 결합되지 않은 장들과 별도의 새 힘들이다.

이 불확실성들을 고려한 뒤 공통 허용 영역이 없으면 한정된 구현을 배제한다. 다음 산물은 선택한 작용과 결합된 배경 및 선형 방정식, 실제 장치의 힘 신호를 독립적으로 구현하는 것이다. 반지름 안정화와 적용 범위는 자체 검증이 필요하다. 발표된 우주론 분석은 있지만 책의 프로그램에서 재현하지 않았다. 서로 다른 기하학 안정화의 알려진 결과를 이어 붙여 완성 모형으로 만들 수는 없다. 장과 물질의 고유 결합들이 모든 계산에서 유지되어야 한다. [134]

프로그램 12 재조정 없는 진공의 중력

과제는 물질 기술을 바꾸어도 진공의 작은 중력 기여가 유지되는지 검증하는 것이다. 주어진 재규격화 상수항을 갖는 일반상대성이론과 칼로퍼–파디야의 최초 전역 진공 격리 모형이라는 두 설정을 고정한다. 작용과 조건을 새로 정의하지 않고 후기 국소 판본들과 섞어서는 안 된다. 시공간 영역과 경계 조건, 물질장, 양자 보정 차수를 명시한다. 먼저 선택한 해가 필요한 전역 평균을 허용하는지 검증한다.

첫 계산은 물질 라그랑지언에 상수 이동을 더하고 나머지 전제를 유지하면서 중력 방정식의 변화를 유도한다. 둘째는 진공 기여의 명시적 역사를 갖는 주어진 상전이를 넣는다. 상수 부분을 제거하는 기제가 시간에 따라 변하는 잔여 부분도 제거해야 하는 것은 아니다. 따라서 팽창 응답을 따로 계산하고 보존 법칙을 확인한다. 자유 매개변수를 결과마다 다시 맞추지는 않는다.

구체적인 H(z)와 섭동을 얻은 뒤의 물리적 단계는 뜨거운 역사와 거리, 구조 성장에 비교하는 것이다. 유용한 결과는 전이와 보정의 허용 영역이나 기제가 주장한 일을 더 이상 하지 못하는 정확한 지점이다. 실험실에서 우주 전체의 상수 진공항을 마음대로 바꿀 수는 없다. 현재 프로그램은 일관된 비교 설정 단계다. 새 우주론 상전이 계산과 복사 보정에 대한 완전한 안정성 증명은 여기서 수행하지 않았다.

프로그램 13 작은 구조 부족의 두 기원

변형된 원시 스펙트럼의 차가운 암흑물질과, 매끄러운 원시 스펙트럼의 특정한 따뜻한 암흑물질 모형을 비교한다. 따뜻한 성분의 질량과 운동량 분포, 밀도 비율을 정한다. 원시 변형에는 분석 전에 고정하는 유한 매개변수 집합을 부여한다. 두 모형을 선택한 기준 시대의 비슷한 21센티미터 불균일성 스펙트럼에 맞춘다. 이는 의미 있는 검증을 만든다. 추가 채널은 첫 측정에서 이미 비슷한 원인들을 구별해야 한다.

다음에는 여러 시대와 시선 방향에 대한 의존성, 허용되는 비선형 통계를 계산한다. 물리적으로는 별의 영향이 강해지기 전의 다중 주파수 전파 지도가 필요하다. 관측 모형에는 안테나의 주파수별 지향성 패턴과 전경, 교정, 잃은 모드, 수소의 열적 역사를 넣는다. 시대가 많다고 성공이 보장되지는 않는다. 기준 시점 이후 두 모형의 전달 함수와 성장이 같다면 추가 선형 관측에 새로운 차이가 없을 수 있다.

필요한 산출물은 경쟁 모형의 허용된 매개변수를 다시 맞추면서 얻는 척도, 적색편이, 오차 공간의 구별 가능성 지도다. 역문제가 여전히 모호한 영역도 남겨야 한다. 특정 계획에 적용하기 전에 지도를 안테나 배열 면적, 기선, 대역, 보정 안정성에 대한 요구로 옮긴다. 이 책에서는 주파수와 시대의 대응을 계산했다. 장비까지 포함한 두 우주론의 공동 모의실험은 아직 남아 있는 과제다.

프로그램 14 중성미자 환경과 음향 흔적

질량과 결합상수를 정한 미시적 중성미자 상호작용 하나를 고른다. CMB 스펙트럼에 임의의 보정을 더하는 대신 그 상호작용에서 충돌항을 얻는다. 경쟁 모형은 상대론적 입자의 전체 밀도가 비슷한 표준적인 자유 전파다. 상호작용이 성분 사이에 에너지를 옮기거나 입자 수를 바꾸면 그 변화를 배경 방정식과 초기 분포에 포함한다.

계산 검증은 에너지 보존과 강하게 상호작용하는 매질에서 자유 전파로의 올바른 전환에서 시작한다. 이어 바리온 밀도와 원시 스펙트럼, 교정을 바꾸면서 공동 온도 및 편광 스펙트럼을 계산한다. 물리적 기준은 허용된 재조정으로 없앨 수 없는 필수적인 일관된 위상 및 진폭 구조다. N_{eff} 하나로 이 성질들을 모두 기술할 수는 없다.

우주론 분석 뒤에는 중성미자 분포를 현재까지 진화시켜 질량과 혼합, 국소 밀집을 고려한 삼중수소 포획을 계산할 수 있다. 에너지 분해능과 베타 붕괴 배경, 표적 성질은 사건 모형에 들어간다. 결과는 초기 매개변수를 두 채널에 연결하거나 그 연결이 유일하게 정해지지 않는 이유를 보여야 한다. 책에는 표준 온도 기준과 검증 경로를 제시했다. 상호작용 매질의 새 볼츠만 계산이나 실험실 감도를 구했다고 주장하지 않는다.

프로그램 15 양자 동역학과 고전적 경쟁 모형

초기 대조 검증은 책에 이미 제시했다. 위상공간에서 같은 양의 가우스 분포를 갖는 양자계와 고전계도 비선형 상호작용에서 고차 모멘트를 다르게 발전시킬 수 있다. 이는 코드와 초기 대응의 의미를 검증한다. 열린 우주론적 부분은 인플레이션 섭동의 주어진 상호작용 하나와 유한 초기 시각, 명시적으로 선택한 고전 통계 상태 부류에서 시작한다.

먼저 같아야 하는 초기 대칭화 상관관계들을 맞춘다. 이어서 근사 차수와 재규격화를 포함하여 이후 시간 발전을 독립 방법들로 계산한다. 차이마다 관측 통계량을 명시한다. 예를 들어 CMB나 물질 분포로 전달한 뒤의 특정 비스펙트럼 배치다. 수치적으로 작은 양자 기여는 기기 정밀도보다 먼저 근사 오차 및 고전 적분기의 정확도와 비교한다.

물리적 검증에는 마스크와 잡음, 비선형 진화, 가능한 고전적 모방 효과의 모형이 필요하다. 고전 경쟁 모형에 미리 명시한 자유만 허용한다. 이를 고려해 차이가 사라지면 선택한 통계량으로는 과제를 해결하지 못한다. 차이가 남으면 검증한 모형군만 배제한다. 모든 고전 설명의 보편적 배제에는 다른 증명이 필요하다. 수행한 진동자 대조는 우주의 양자적 기원을 측정한 것이 아니다. 후속 목표는 비슷한 차이가 물리적 전달과 실제 관측 정밀도에서도 남는지 확인하는 것이다.

프로그램 16 중력파 전파에 담긴 팽창의 역사

인플레이션 뒤부터 검증된 뜨거운 단계의 시작 전까지 허용되는 두 초기 역사를 고정한다. 하나에서는 선택한 복사 역사가 곧바로 시작하고, 다른 하나에서는 정해진

상태방정식과 종료 기제를 가진 중간 시대가 존재한다. 두 역사 모두 핵합성과 보존법칙의 제약을 만족해야 한다. 원시 텐서 스펙트럼의 형태는 미리 제한한 모형군으로 정한다. 스펙트럼을 임의의 함수로 허용하면 역문제는 식별 불가능한 채로 남을 수 있다.

전이들을 거쳐 파동 방정식을 적분하고 수렴을 검증한 뒤 현재의 스펙트럼 밀도를 계산한다. 모형 쌍을 한 주파수 대역에서 비슷한 신호에 맞춘다. 다음 대역과 CMB 편광은 같은 매개변수 집합의 예측을 검증한다. 상전이나 우주끈 같은 원천은 파동 생성 기제 자체를 바꾸므로 별도로 다룬다.

물리적 프로그램에는 검출기 교정과 상관 잡음, 잔류 천체물리학적 배경을 넣는다. 결과는 선택한 역사들이 반드시 다른 주파수 및 오차 영역들과, 초기 스펙트럼 변화가 이를 숨기는 영역들이다. 이 비교를 봉우리 하나에서 재가열 온도를 정하겠다는 약속으로 대신할 수는 없다. 책에서는 상전이 주파수의 축퇴 예시를 수행했다. 새로운 전체 다중 대역 분석은 남은 과제다.

프로그램 17 증발하는 블랙홀의 정보

등각장과 외부 저장고에 결합한 구체적인 이차원 자키브–타이텔보임 중력 모형을 고른다. 작용과 상태, 경계 궤적, 저장고와의 결합, 준고전 근사의 영역을 모두 정한다. 첫 연구는 일반화된 엔트로피의 극값과 허용된 분기 사이 전환을 재현한다. 페이지 곡선처럼 보이는 그래프 하나만으로는 부족하다. 각 분기가 같은 방정식에서 어떻게 나오는지 보여야 한다.

이어 초기 상태나 결합 방식이라는 물리 요소 하나를 바꾸고 결론이 유지되는지 검증한다. 독립 계산에서는 부분계 엔트로피와 열역학적 엔트로피, 닫힌 전체 계의 엔트로피를 구별해야 한다. 근사 정확도와 알고리즘이 복사 부분계로 분류하는 영역의 가능한 변화를 고려한다. 두 분기의 근사 최솟값이 매끄럽지 않다고 물리적 특이점을 뜻하지는 않는다.

가장 먼저 할 검증은 수학적이고 계산적인 것이다. 가능한 실험실 모사는 선택한 계를 모형에 대응시키는 방식을 검증하며, 천체물리학적 증발 자체를 검증하는 것은 아니다. 결과를 사차원 블랙홀이나 우주론적 지평선으로 옮기려면 별도로 도출해야 한다. 이 책은 이론적 경로를 설명했으며 페이지 곡선을 새로 계산하지는 않았다. 유용한 후속 작업은 결론이 견고한 재현 가능한 조건 집합과 정확한 적용 한계를 얻는 것이다.

부록 C

계산 과제와 재현

이 부록은 수행한 계산과 방법 검증, 향후 연구를 구별한다. D1에는 프로그램과 입력 데이터, 기준값을 제시한다. D2와 D3은 초기 특징과 암흑물질 집단 연구의 명세로 남는다. 완성된 생성기나 신경망 학습, 새로운 물리적 한계를 주장하지 않는다.

수행한 계산을 재현하는 방법

실행 명령과 소프트웨어 환경 요구는 계산 자료의 안내문에 제시한다. 플랫폼마다 마지막 소수 자릿수가 달라도 되지만 정해진 허용 오차 안의 기준 결과가 달라져서는 안 된다.

과제 D1과 모형 및 입력 데이터 명세표

목표 모형은 보존되는 비상대론적 물질과 정준 스칼라장을 갖는 평탄하고 균일한 우주론이다. 입력 매개변수 $H_0 = 70$ km/s/Mpc와 $\Omega_{m0} = 0{,}3$은 저자가 정한다. 상태방정식의 형태는 $1 + w = A \exp[-(\ln(1 + z) - b)^2/(2s^2)]$이며 $A = 0{,}25$, $s = 0{,}2$, $b = \ln(1{,}5)$다. 장의 밀도는 연속방정식에서 따른다. 이는 책에 이미 있는 계산 예이며 관측에 맞춘 것이 아니다.

벡터 z는 [0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5; 3]이다. 평균 시간 변화의 계산은 공이동 광원을 가정하고 이 적색편이 구간의 복사를 무시한다. 흡수계의 고유 가속도는 포함하지 않는다. Δt 동안의 속도 이동은 단위를 일관되게 환산하여 $c\Delta t[H_0 - H(z)/(1 + z)]$로 계산한다. 20 및 40율리우스년을 다룬다. 이 평균 신호 정의가 실제 스펙트럼선의 측정 모형은 아니다.

독립 오차 σ는 0,1; 0,15; 0,2; 0,3; 0,5; 0,7; 1; 1,5; 2 cm/s를 취한다. 전체 공분산은 $C_{ij} = \sigma^2\delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j$로 정하며 $\tau = 0{,}5$ cm/s, u = [−0,76; −0,6; −0,44; −0,28; 0,04; 0,36; 0,68; 1]이다. 상관 진폭의 평균은 영이다. 자유로운 공통 오프셋 B는 평균 예측을 바꾸며 이 모드와 다르다. 간격을 바꿀 때 공분산의 두 성분은 인위적으로 유지한다.

경쟁 모형군은 우주상수를 갖는 평탄 모형이다. H_0와 Ω_{m0}, B를 프로파일링한다. 예시 외부 H_0 제약의 중심은 항상 70 km/s/Mpc이고 폭 sH는 0,2; 0,5; 1; 2; 5; 10 km/s/Mpc이거나 제약이 없다. 오차 아홉 개와 H_0 경우 일곱 개, 시간 간격 둘이 주 탐색의

126행을 만든다. 외부 추정은 적색편이 시간 변화와 독립이라고 둔다. 실제 데이터에 이 가정을 적용할 수 있는지는 따로 연구하지 않았다.

추가 14행은 σ = 1 cm/s에서 각 시간 간격에 대해 예시용 제약의 일곱 조합을 비교한다. 폭 sH = 1 km/s/Mpc, sΩ = 0,01, sB = 0,1 cm/s를 사용하며 중심은 각각 70; 0,3; 0이다. Ω_{m0}가 고정되면 H_0와 B는 선형적으로 푼다. Ω_{m0}의 최소값은 1201개 점의 격자에서 탐색하고 발견한 국소 최소값을 정밀화한다. H_0의 20부터 140까지, Ω_{m0}의 0,01부터 0,99까지 탐색 범위는 수치적 한계일 뿐이며 최종 최소값 중 어느 것도 그 경계에 도달하지 않는다.

대조 결과와 결론의 한계

이십 년과 σ = 1 cm/s에서 외부 제약이 없으면 Q = 0,31661491586716844다. 폭 1의 H_0 제약을 넣으면 1,5650711955566339, 폭 0,1의 B 제약만 넣으면 0,33152500553204495, 둘 다 넣으면 3,42007717307506 36이다. 세 제약을 모두 넣으면 Q = 5,6943097490839 16이다. 이 수치들은 잡음을 더하지 않은 곡선들에 조정과 예시 벌점항을 적용한 뒤의 잔여 불일치를 측정한다. 통계적 유의성이나 검출 확률, 베이즈 증거, 기대 정보이득이 아니다.

별도의 세 매개변수 최적화로 제약 네 조합을 검증했다. Q의 최대 절대 차이는 9,77 × 10−15다. 상관 모드를 끄면 0,31681625152981635를 얻는다. 외부 제약 없이 이십 년에서 사십 년으로 바꾸면 아홉 σ 모두에서 Q40/Q20 = 4다. 주 탐색 전체에서 H0 제약을 강화해도 최솟값은 줄지 않는다. C의 양의 정부호와 국소 선형 투영 두 구현의 일치를 검증했다. 비선형 프로파일과 국소 투영의 값은 다르다. 이 확인들은 해당 계산 예에 관한 것이다.

독립 대조에서는 스칼라 장 밀도를 적색편이에 대한 구적법으로 새로 계산하고 H0와 Ωm0, B를 함께 맞춘다. 검증 대상 모듈의 신호 함수와 프로파일 함수는 가져오지 않는다. 이십 년 예의 일곱 제약 조합에서 허용 오차 10−8 아래 Q의 최대 절대 차이는 1,42 × 10−14였다. 보고서는 계산 자료 묶음에 있다. 구현들의 일치는 공통 물리 가정 아래 계산을 검증한다. 가정 자체의 오류를 배제하지는 않는다.

과제 D2와 초기의 특이한 특징

목표는 주어진 초기 기제 둘이 비슷한 파워 스펙트럼을 허용한 뒤에도 구별되는 영역을 찾는 것이다. 입력에는 작용 또는 상태와 초기 조건, 허용 매개변수, 관측까지의 공통 전달, 오차 모형이 필요하다. 한 매개변수 집합에서 파워 스펙트럼과 비스펙트럼을 계산한 뒤 통합 조정 후 남는 차이를 평가해야 한다. 초기 대조는 특징을 끌 때 매끄러운 극한이 복원되는지와 정규화의 독립 확인이다. 다음 결과는 보기 좋은 곡선 하나가 아니라 재현 가능한 축퇴 영역이어야 한다.

기존 초기 특징 예시들은 형태의 초기 진단에 쓸 수 있지만 구체적 기제에서 공동 통계를 유도하는 일을 대신하지는 않는다. 전체 생성기가 아직 없어 명세에 완성된 실행 명령은 없다. 완료하려면 안정적인 섭동 해와 선택한 근사 차수, 전달, 전경, 공동 공분산이 필요하다. 이후 별도 집합에서 에뮬레이션과 SBI를 검증할 수 있다. 명시한 조건과 교정된 오판 빈도에서 재현 가능한 차이를 보이고 구별되지 않는 영역을 밝히는 것으로 성공을 판단한다.

과제 D3와 암흑물질 집단

목표는 주어진 자기 산란 속도 의존성 하나를 여러 집단에서 시험하여 선택한 차가운 암흑물질 및 천체물리학적 피드백 모형과 비교하는 것이다. 미시물리 매개변수는 공통으로 유지하고, 형성 역사와 관측 매개변수는 주어진 계층 모형 안에서 천체마다 바꾼다. 입력은 시뮬레이션 앙상블과 선별 모형, 은하와 렌즈의 측정 특성, 오차 추정이다. 학습과 검증을 천체 및 역사별로 구분하고 별도 시험에서는 시뮬레이터의 물리 처방별로도 나누어야 한다.

책은 현재 이 과제의 설정을 제공한다. 단순한 밀도 윤곽 예시는 충분한 집단 생성기가 아니다. 독립 대조 구현들과 천체물리학적 기술 사이의 전이 검증, 공통 미시물리학을 다시 맞추지 않는 보류 집단 예측이 필요하다. 의미 있는 결과는 매개변수 공간 일부에서 없앨 수 없는 불일치를 찾거나 남는 축퇴를 확립하는 것이다. 상호작용 단면적의 수치 한계에는 실제 관측과 검증된 추론 절차가 필요하다. 그전까지 기계가 읽을 수 있는 과제의 결과 칸은 비어 있다.

과제를 완료하는 세 수준

첫 수준은 계산 기준이다. 고정 입력과 작동하는 명령, 기준 결과, 명확한 허용 오차를 갖춘다. D1이 이 수준에 있다. 둘째 수준은 모의 데이터에서 추론을 검증하는 것이다. 두 모형의 잡음 실현과 미리 명시한 선택 규칙, 오판 빈도, 교정 검증, 지정한 생성기 불일치에 대한 견고성을 포함한다. 세 과제 모두 이 수준은 앞으로 수행해야 한다. 셋째 수준은 데이터와 장비 특성, 선별 모형, 주요 계통 효과의 독립 검증을 갖춘 물리 연구다.

수준을 옮길 때마다 고정된 새 결과가 따라야 한다. 프로그램 가속은 오차와 함께, 모형 확장은 적용 범위 변화와 함께, 관측 추가는 불확실성의 의존성과 함께 평가한다. 명확한 모형 및 측정 부류에서 확립했다면 구별 불가능성도 유용한 답이다. 이 순서는 과학자와 인공지능이 같은 과제 명세로 작업을 이어 가면서 각 결론의 근거를 보존하고, 예비 계산에 아직 없는 능력을 부여하지 않게 한다.

추가 대조 계산

추가 프로그램은 나이와 거리 적분, 장 방정식을 따로 푸는 스칼라 퍼텐셜 복원, 단열 도함수 검증, 단순 선형 성장, 물리적 척도 환산을 반복한다. 계산 자료 묶음에는 입력과 결과, 오차가 있다. 수치들은 부록 A의 설명용 가정에 해당한다. 여기에는 전체 공간 섭동 풀이와 관측 적합은 없다.

별도 프로그램은 20장의 두 배경 재구성을 검증한다. A에는 명시적인 퍼텐셜을, B에는 두 격자의 매개변수적 재구성을 사용한다. 공통 과거 역사는 전환함수의 정의에서, 서로 다른 지평선은 해석적인 점근 거동에서 나온다. 유한한 격자는 선택한 구간에서 구현을 검증하며 이 논증들을 대신하지 않는다. 결과는 계산 자료 묶음에 제시한다.

다른 프로그램은 네 뉴턴 에너지의 얽힘 생성 조합을 계산하고, 밀도행렬 부분 전치로 이상적 네거티비티를 검증하며 국소 위상 이완에서 초기 문턱의 몇 경우를 확인한다. 진동자 프로그램은 제12장의 대조 계산을 반복한다. 이 프로그램들은 완전한 장치를 기술하지 않으며 새로운 실험 제약도 주지 않는다.

개념 용어집

용어는 러시아어 명칭의 알파벳 순서를 따른다. 라틴 문자와 그리스 문자 약어는 그 뒤에 모았다. 정의는 이 책에서 해당 개념을 사용하는 의미에 따른다.

바리온 비대칭. 우주에 남은 반바리온보다 많은 바리온의 초과분이다. 열적 역사를 명시한 뒤 광자 밀도나 엔트로피 밀도에 대한 비로 나타내기 편리하다. 설명은 초과분의 크기와 보존을 재현해야 한다. 물질이 전기적으로 중성이라는 사실은 물질과 반물질의 양이 같다는 뜻이 아니다.

비스펙트럼. 삼점 상관관계의 통계량이다. 통계적으로 균일한 장에서는 세 파동벡터가 닫힌 삼각형을 이룬다. 평균이 영인 가우스 섭동의 비스펙트럼은 영이다. 영이 아닌 신호는 초기 상호작용이나 후기 비선형 시간 발전을 반영할 수 있으므로 이 원인들을 구별해야 한다.

매개변수 축퇴. 서로 다른 매개변수 조합이 선택한 관측에 대해 같거나 비슷한 예측을 내는 상황이다. 한 조합을 더 정밀하게 측정해도 각 양을 따로 정할 수 있는 것은 아니다. 매개변수 의존성이 다른 추가 관측과 독립적인 보정이 도움이 된다.

측지선 불완전성. 어떤 측지선이 그 자연스러운 매개변수의 유한한 값에서 해당 모형 안으로 더 이어지지 않는 시공간의 성질이다. 질량이 있는 입자에서는 고유시간이 그 매개변수다. 불완전성은 기술의 한계를 가리키지만 그 자체로 연장이나 세계 창조의 물리학을 정하지는 않는다.

홀로그래피. 더 낮은 차원의 공간에 있는 동등한 자유도로 중력계를 기술한다는 발상이다. 연구된 구현들은 특정 이론과 기하 구조에 해당한다. 눈에 보이는 세계가 물리적 화면 위 투영임을 입증하거나 우리 우주의 완성된 기술을 제공하지는 않는다.

사건 지평선. 신호가 언젠가 관측자에게 도달할 수 있는 사건들과 미래에도 접근할 수 없는 사건들을 가르는 인과적 경계다. 우주론에서는 이후의 팽창에 따라 존재 여부가 달라진다. 현재 가속을 한 번 측정하는 것만으로 그런 경계를 영원히 확정할 수는 없다.

입자 지평선. 채택한 우주의 과거 역사 동안 신호가 관측자에게 도달할 수 있었던 영역의 경계다. 그 팽창 역사로 정해진다. 입자 지평선은 물질 벽이 아니며, 특정 망원경 관측 조사의 깊이와 자동으로 일치하지도 않는다.

중력렌즈 효과. 중력적 기하 구조에 의해 빛 다발의 방향과 모양이 변하는 현상이다. 배경 천체의 영상을 통해 보이지 않는 질량까지 포함한 질량 분포를 연구할 수 있다. 질량을 복원하려면 렌즈와 기하 구조의 모형이 필요하며, 서로 다른 분포들이 때로 비슷한 관측 효과를 낸다.

중력파. 에너지를 운반하고 자유로운 시험 물체 사이 거리를 바꿀 수 있는, 전파하는 중력 기하 구조의 섭동이다. 천체물리학적 과정과 가정된 초기 우주 과정에서 생긴다. 신호의 주파수는 기제와 이후의 팽창에 의존하므로 시대를 유일하게 알려 주는 온도계는 아니다.

기울기 불안정성. 이론의 적용 범위 안에서 기울기 항의 부호가 부적절하여 작은 공간 섭동이 성장하는 현상이다. 중력에 의한 물질의 느린 성장과는 다르다.

결어긋남. 양자적 대안들이 환경과 상관되어 접근 가능한 간섭이 억제되는 현상이다. 부분계에서는 고전 확률적 그림이 좋은 근사가 되게 할 수 있다. 전체 상태에서 정보가 근본적으로 사라질 필요는 없으며, 초기 조건이 특별한 이유도 설명하지 않는다.

적색편이의 시간 변화. 한 우주론적 광원의 적색편이가 관측 시기 사이에 천천히 변하는 현상이다. FLRW의 공이동 광원에서는 빛의 수신과 방출 시점의 팽창률을 연결한다. 이를 분리하려면 고유 가속도와 분광 교정의 장기 안정성을 통제해야 한다.

인플레이션. 공이동 허블 길이가 줄어들었던 것으로 가정하는 초기 우주의 가속 팽창 단계다. 여러 구현이 원시 섭동을 만들고 관측 영역의 성질을 설명할 수 있다. 예측의 성공이 장의 퍼텐셜을 유일하게 정하거나 존재의 절대적 시작을 확립하지는 않는다.

양자 극값 표면. 주어진 중력 설정에서 일반화된 엔트로피의 변분이 정지하는 표면이다. 사용하려면 부분계와 근사 영역을 정의해야 한다.

콤팩트화. 공간 방향들이 닫혀 있거나 유한한 특징적 크기를 가지므로 큰 이동 방향으로 인식되지 않는다는 가정이다. 그 기하 구조는 접근 가능한 여기의 스펙트럼에 영향을 준다. 크기가 작다는 것만으로 모형이 모든 실험과 일치한다고 보장되지는 않는다.

우주 분산. 접근 가능한 우주 모드와 관측장의 실현 수가 유한하여 생기는 통계적 불확실성이다. 장비 잡음을 없애도 사라지지 않는다. 영향은 측정하는 매개변수, 조사 부피, 상관된 관측량을 함께 사용하는 방식에 의존한다.

우주론적 바운스. 척도인자가 영이 아닌 최소값에 이르면서 수축에서 팽창으로 바뀌는 전환이다. 특정한 기하 구조, 물질 구성, 또는 중력 동역학의 변화가 필요하다. 균일한 해가 매끄럽다고 섭동의 안정성, 측지선의 완전한 연장 가능성, 나머지 역사의 현실성까지 입증되지는 않는다.

우주론. 우주 전체의 구성과 기하 구조, 팽창, 역사, 구조의 기원을 연구하는 물리학 분야다. 우주론 모형은 공통 법칙으로 여러 시대의 측정을 연결한다. 관측 영역이 존재하는 공간 전체와 반드시 일치하는 것은 아니다.

적색편이. 방출 때보다 관측된 파장이 길어지는 것으로 z로 나타낸다. 우주 팽창에서는 빛의 수신과 방출 사이 척도인자의 비와 연결된다. 광원의 운동과 중력 효과도 관측 주파수를 바꿀 수 있다.

페이지 곡선. 선택한 모형의 증발 과정에서 복사 부분계 엔트로피의 시간 의존성이다. 후기의 예상되는 감소는 전체 계에서 정보가 재분배되는 것과 연결된다. 구체적인 계산에서는 부분계를 명시해야 한다. 외부 열저장고의 엔트로피와 경계계의 엔트로피는 정의상 같은 것이 아니다.

곡률. 평탄함에서 벗어남을 나타내고 가까이 있는 자유 물체들의 상대 운동으로 드러나는 기하학적 성질이다. 공간 단면의 곡률과 시공간 곡률은 다르다. 공간 곡률이 영이라고 세계의 무한성이나 전역적 동일시의 부재가 확립되지는 않는다.

척도인자. 공통 우주 팽창에 참여하는 대상들 사이 거리의 변화를 기술하는 함수 a(t)다. 절대 규격화는 관례적이며 현재 값을 일로 둔다. 척도인자가 커진다고 원자, 행성계, 은하 같은 속박계가 모두 똑같이 팽창하는 것은 아니다.

계량. 가까운 사건 사이 간격을 좌표 변화로 정하는 대상이다. 시공간에서는 고유시간과 공간 거리, 빛의 방향을 정한다. 서로 다른 좌표 표현이 같은 계량을 기술할 수 있으므로, 공식이 달라졌다고 언제나 새로운 물리적 기하 구조를 뜻하지는 않는다.

다중우주. 우리 우주가 그중 하나인 여러 우주 영역이나 세계에 관한 다양한 가정들의 이름이다. 시나리오들은 기제와 인과 관계, 검증 상태가 서로 다르다. 우주론적 다중우주와 양자역학의 다세계 해석은 같은 주장이 아니다.

우주 중성미자 배경. 뜨거운 초기 우주에서 남은 중성미자 집단이다. 간접적인 우주론적 흔적을 측정하는 일과 개별 입자를 직접 포획하는 일은 서로 다른 측정 과제다.

일반화된 엔트로피. 준고전 중력에서 선택한 설정에 대해 넓이의 기하학적 기여와 일관되게 재규격화한 양자장 엔트로피를 합한 것이다.

역문제. 측정 가능한 결과에서 원인과 매개변수 또는 초기 조건을 복원하는 일이다. 우주론에서는 신호 전달과 관측 선택을 기술해야 한다. 여러 모형이 같은 자료를 낼 수 있으므로, 구별하려면 추가 관측량이나 허용되는 설명에 대한 독립적으로 정당화한 제약이 필요하다.

장의 퍼텐셜. 이론에서 장 에너지의 퍼텐셜 부분을 기술하는 함수다. 형태는 운동과 평형, 섭동의 성질에 영향을 준다. 관측은 접근 가능한 동역학 영역만 제약한다. 아직 지나지 않은 값으로 퍼텐셜을 연장하려면 추가적인 물리적 전제가 필요하다.

시공간. 공간 좌표와 시간 좌표로 사건들을 함께 기술하는 기하학적 체계다. 일반상대성이론에서 계량은 물질과 에너지에 의존하며 자유 물체와 빛의 운동을 정한다. 시간은 인과 구조에서 맡는 역할이 공간 방향들과 다르다.

매개변수 프로파일링. 검증할 양을 고정하고 방해 매개변수에 대해 불일치 척도를 최소화하는 것이다. 매개변수 분포에 대해 평균하는 베이즈 방식과 다르다.

복사 보정에 대한 안정성. 명시한 방식으로 양자 보정을 고려해도, 매 단계마다 매개변수를 임의로 다시 조정하지 않고 모형이 주장한 성질이 유지되는 것이다.

차원. 고려하는 공간에서 위치를 국소적으로 지정하는 데 필요한 독립 좌표의 수다. 통상적인 시공간 모형에는 공간 좌표 셋과 시간 좌표 하나가 있다. 양자 상태공간의 차원이 크다고 추가적인 물리적 이동 방향이 존재하는 것은 아니다.

재가열. 인플레이션을 지탱하던 장의 에너지가 뜨거운 단계의 입자와 복사로 넘어가는 과정이다. 여러 비평형 단계를 포함할 수 있다. 지속 시간과 동역학은 관측 척도와 초기 모형에서 그 척도가 생긴 시점 사이 관계에 영향을 준다.

입자의 자유 전파. 고려하는 척도에서 충돌이 국소 평형을 유지할 만큼 빠르지 않은 영역이다. 이런 성분의 섭동은 강하게 결합된 유체의 섭동과 다르다.

계통오차. 장비와 보정, 자료 선택 또는 처리 모형의 부정확성에 연결된 결과의 편향이나 왜곡이다. 관측 횟수를 늘린다고 반드시 없어지지는 않는다. 평가에는 독립 검증과 응답 모형화, 대조 측정이 필요하다. 공통 원인이 서로 다른 방법의 오차들을 연결할 수 있다.

스칼라장. 시공간의 각 점에서 수 하나로 주어지고 좌표를 바꿀 때 스칼라로 변환하는 양이다. 동역학은 운동항과 퍼텐셜, 상호작용이 정한다. 스칼라장으로 과정을 모형화할 수 있지만 이름 자체가 그 존재를 확립하지는 않는다.

파워 스펙트럼. 서로 다른 공간적 또는 각도 척도에서 불균일의 진폭을 통계적으로 기술한 것이다. 장의 이점 상관관계와 연결되며 천체들의 구체적인 배치를 정하지는 않는다. 서로 다른 기제가 비슷한 파워를 내면서 고차 상관관계에서는 다를 수 있다.

스핀 온도. 수소 바닥상태의 두 초미세 준위 점유도 비를 나타내는 매개변수다. 기체의 운동학적 온도나 우주배경복사의 온도와 반드시 같을 필요는 없다.

표준 촛불. 특성을 이용해 절대광도를 추정하거나 표준화할 수 있는 광원이다. 이 광도를 수신한 선속과 비교하면 거리를 얻는다. 보정과 흡수, 천체 선택, 성질의 가능한 시간 변화를 고려해야 한다. 모두 똑같은 등불이라는 뜻은 아니다.

표준 사이렌. 주어진 전파 이론에서 파형으로 광도거리를 추정할 수 있는 중력파 원천이다. 팽창을 측정하려면 보통 적색편이도 필요하다. 계의 방향과 보정, 모은하 선택, 검출 사건의 선택이 정확도를 제한한다.

통계적 유의성. 검증하는 특정 가설과 통계 모형 아래 얻은 결과가 얼마나 이례적인지 나타내는 성질이다. 새 이론이 참일 확률과 같지 않다. 잡음에 대한 전제, 분석 방법들의 탐색, 계통오차, 비교하는 설명들의 집합이 해석에 영향을 준다.

허블 구. 균일하게 팽창하는 모형에서 특징적 반지름 c/H를 가지며, 우주론적 후퇴 속도가 빛의 속도와 같은 표면이다. 위치는 현재 팽창률로 정해진다. 보편적인 인과 지평선은 아니다. 신호를 받을 수 있는지는 이후의 시간 발전에도 의존한다.

암흑물질. 표준 우주론적 해석에서 운동과 렌즈 효과, 구조 성장에 미치는 중력 영향으로 존재를 추론하는 성분이다. 미시적 본성은 확립되지 않았다. 한 입자를 찾지 못한 결과는 해당 모형을 제약하며, 암흑물질을 이용하는 모든 설명을 자동으로 배제하지는 않는다.

암흑에너지. 표준적인 중력 기술에서 후기 팽창 가속을 설명하는 성분이다. 우주상수나 동역학적인 장의 계가 그 역할을 할 수 있다. 성질에 대한 결론은 채택한 기하 구조, 우주의 구성, 중력 법칙에 의존한다.

암흑시대. 중성 원자가 형성된 뒤 첫 발광 천체의 영향이 중요해지기 전까지의 기간이다. 정확한 경계는 광원이 형성된 역사에 의존한다.

위상. 연결성과 닫힌 경로, 점들의 동일시로 정해지는 공간의 전역적 구조다. 같은 국소 곡률도 서로 다른 위상을 허용한다. 콤팩트 공간은 물리적 끝이 없어도 유한한 부피를 가질 수 있으며, 자신이 들어 있는 외부 방이 필요하지 않다.

상태방정식. 성분의 압력과 밀도, 다른 특성 사이 관계다. 이 책에서는 에너지 밀도에 대한 압력의 비인 w를 쓴다. 우주상수에서는 w = −1이며 비상대론적 먼지에서는 0이다. 상호작용하는 성분을 다르게 나누어 복원한 유효값은 각 장 자체의 매개변수와 다를 수 있다.

반증. 정한 조건에서 가설의 예측과 양립하지 않는 관측 결과가 나올 수 있도록 하는 검증이다. 확률 모형에서는 기준과 불확실성이 필요하다. 신호가 없다는 결과는 달성한 민감도에서 그 신호가 검출되어야 한다고 요구한 버전들을 반박한다.

주파수 빗. 정확히 연결된 여러 분광선을 갖는 광원이다. 원자 주파수 표준에 연결하면 분광기 보정 도구가 된다. 빗이 있다는 사실만으로 모든 오차가 사라지지는 않는다. 빛의 전달과 검출기 응답, 관측 사이 장비 변화를 고려해야 한다.

에뮬레이터. 주어진 물리적 해석기를 빠르게 근사하는 계산 도구다. 해석기에 대한 오차와 물리적 기술 자체의 오차는 따로 평가한다.

엔트로피. 상태의 정량적 특성이며, 정의는 거시상태와 양자 밀도행렬, 부분계, 지평선 등 사용하는 기술에 의존한다. 이 양들을 자동으로 동일시해서는 안 된다. 닫힌 양자 상태의 엔트로피는 유니터리 시간 발전에서 보존되지만 선택한 부분계의 엔트로피는 변할 수 있다.

유효장이론. 허용되는 상호작용을 통해 접근할 수 없는 세부의 영향을 고려하면서, 제한된 에너지 및 척도 범위의 물리 과정을 기술하는 이론이다. 예측에는 적용 범위의 검증이 필요하다. 성공적인 유효이론도 모든 에너지에서 옳아야 할 필요는 없다.

BAO — 바리온 음향 진동. 초기 플라스마의 음파가 물질의 공간 분포에 남긴 흔적이다. 특징적 척도를 기하 구조와 팽창 측정의 표준 자로 사용한다. 물리적 길이는 초기 역사로부터 계산하므로 절대 보정에는 우주의 구성과 동역학에 대한 전제가 필요하다.

BBN — 원시 핵합성. 뜨거운 역사의 첫 수 분 동안 가벼운 원자핵이 만들어지는 과정이다. 계산은 중수소와 헬륨 등 가벼운 원소의 양을 통상적인 물질 밀도, 핵반응, 팽창률에 연결한다. 관측 검증에서는 이후 별에서의 변환과 계통오차를 고려해야 한다.

CMB — 우주 마이크로파 배경복사. 뜨거운 초기 우주에서 남아, 물질이 충분히 투명해진 뒤 우리에게 도달한 복사다. 스펙트럼과 온도 불균일, 편광은 서로 다른 정보를 담는다. 관측되는 무늬에는 원시 섭동과 이후 시간 발전의 결과가 모두 들어 있다.

CP 대칭. 입자를 반입자로 바꾸는 C와 공간 반사 P를 함께 적용하는 대칭이다. 위반은 대응하는 과정들이 다름을 뜻한다. 바리온 비대칭을 동역학적으로 생성하는 통상적 조건에 포함되지만, 관측 효과의 크기와 우주론적 효율은 구체적인 기제에 의존한다.

EDM — 전기 쌍극자 모멘트. 양전하와 음전하의 분리를 나타내는 특성이다. 기본입자의 스핀 방향을 따른 영구 모멘트는 공간 반사와 시간 반전의 위반에 민감하다. 입자와 원자, 분자 실험은 상호작용을 제약하지만 결과를 매개변수로 환산하려면 미시적 모형이 필요하다.

HNL — 무거운 중성 렙톤. 가벼운 중성미자보다 무겁고 혼합을 통해 이들과 상호작용할 수 있는 가설적 중성 페르미온이다. 일부 모형에서는 중성미자의 질량을 설명하고 바리온 비대칭 생성에 참여한다. 입자 발견만으로 우주론적 기제가 확인되지는 않는다.

H_0 — 허블 상수. 우주 팽창률 H의 현재 값이다. 가까운 천체에서는 고유운동을 고려한 뒤 거리와 후퇴 속도의 우주론적 부분을 연결한다. 보통 메가파섹당 초속 킬로미터로 나타낸다. 이름이 H가 시간에 따라 일정하다는 뜻은 아니다.

KK — 칼루차–클라인 모드. 추가 콤팩트 방향을 따라 장을 전개할 때 나타나는 여기들의 집합이다. 차원 수가 더 적은 유효 기술에서는 질량이 서로 다른 입자처럼 보인다. 스펙트럼과 상호작용은 기하 구조, 경계조건, 이론에 의존한다.

SBI. Simulation-based inference — 모의실험 기반 추론. 모의실험으로 매개변수 분포를 복원하거나 모형을 비교하는 방법이다. 신뢰성은 학습 모형과 통계량, 추론 절차, 보정 검증에 의존한다.

S_8 — 물질 군집 진폭. 구조 측정들을 비교할 때 쓰는 조합 $S_8 = \sigma_8\sqrt{(\Omega_m/0{,}3)}$이다. Ω_m은 현재 물질 비율이며, σ_8은 반지름 8/h 메가파섹인 구 안에서 선형 밀도 요동의 제곱평균제곱근을 나타낸다. h는 H_0를 메가파섹당 초속 100 킬로미터 단위로 정한다. 이는 모형 매개변수다.

ΛCDM. 우주상수 Λ와 차가운 암흑물질, 통상적인 물질, 복사를 포함한 기본 우주론 모형이다. 약어 CDM은 차가운 암흑물질을 뜻한다. 분석에서는 기하 구조와 초기 섭동, 자유 매개변수 집합을 정한다. 모형을 확장하면 결론이 달라질 수 있다.

μ–T 상관관계. 스펙트럼의 μ-왜곡 공간 지도와 우주배경복사의 온도 불균일 사이 통계적 관계다. 주어진 모형들에서는 긴 원시 모드와 짧은 원시 모드의 결합에 민감하다.

참고문헌

참고문헌은 처음 인용한 순서로 나열한다. 본문의 번호는 해당 항목으로 연결된다.

[1] Tamara M. Davis; Charles H. Lineweaver. Expanding Confusion: common misconceptions of cosmological horizons and the superluminal expansion of the Universe. 2004. https://doi.org/10.1071/AS03040. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310808

[2] Planck Collaboration. Planck 2015 results. XVIII. Background geometry & topology. 2016. https://arxiv.org/abs/1502.01593

[3] Chris Clarkson; Bruce A. Bassett; Teresa Hui-Ching Lu. A general test of the Copernican Principle. Physical Review Letters 101, 011301 (2008). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.011301. https://arxiv.org/abs/0712.3457

[4] David W. Hogg. Distance measures in cosmology. 2000. 프리프린트. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9905116

[5] D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. 2009. https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916. https://arxiv.org/abs/0911.1955

[6] Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. Astronomy & Astrophysics 641, A6 (2020). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910. https://arxiv.org/abs/1807.06209

[7] Douglas Scott; Dagoberto Contreras; Ali Narimani; Yin-Zhe Ma. The information content of cosmic microwave background anisotropies. JCAP 06 (2016) 046. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/06/046. https://arxiv.org/abs/1603.03550

[8] DESI Collaboration. DESI DR2 Results II: Measurements of Baryon Acoustic Oscillations and Cosmological Constraints. Physical Review D 112, 083515 (2025). https://doi.org/10.1103/tr6y-kpc6. https://arxiv.org/abs/2503.14738

[9] S. Blondin et al. Time Dilation in Type Ia Supernova Spectra at High Redshift. 2008. https://doi.org/10.1086/589568. https://arxiv.org/abs/0804.3595

[10] Abraham Loeb. Direct Measurement of Cosmological Parameters from the Cosmic Deceleration of Extragalactic Objects. 1998. https://doi.org/10.1086/311375. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802122

[11] European Southern Observatory. ANDES instrument for the Extremely Large Telescope. 공식 프로젝트 소개. 2026년 십일월 9일 확인. https://elt.eso.org/instrument/ANDES/

[12] ANDES Consortium; INAF. ANDES Calibration Unit. 공식 프로젝트 소개. 2026년 십일월 9일 확인. https://andes.inaf.it/calibration-unit/

[13] A. Trost; C. M. J. Marques; S. Cristiani et al. The ESPRESSO Redshift Drift Experiment III — The Third Epoch of QSO J052915.80-435152.0. arXiv:2603.02318 (2026); Astronomy & Astrophysics 게재 승인. https://arxiv.org/abs/2603.02318

[14] J. Liske; A. Grazian; E. Vanzella et al. Cosmic dynamics in the era of Extremely Large Telescopes. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 386, 1192–1218 (2008). https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13090.x. https://arxiv.org/abs/0802.1532

[15] P. Noterdaeme; P. Petitjean; R. Srianand; C. Ledoux; S. Lopez. The evolution of the Cosmic Microwave Background Temperature: Measurements of TCMB at high redshift from carbon monoxide excitation. 2011. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016140. https://arxiv.org/abs/1012.3164

[16] B. D. Fields; P. Molaro; S. Sarkar. Big Bang Nucleosynthesis. 수록: Review of Particle Physics 2025. https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-bbang-nucleosynthesis.pdf

[17] Ryan Cooke; Max Pettini; Charles C. Steidel. One Percent Determination of the Primordial Deuterium Abundance. 2018. https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaab53. https://arxiv.org/abs/1710.11129

[18] Julien Froustey; Cyril Pitrou; Maria Cristina Volpe. Neutrino decoupling including flavour oscillations and primordial nucleosynthesis. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 12, 015 (2020). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/12/015. https://arxiv.org/abs/2008.01074

[19] Sergei Bashinsky; Uros Seljak. Signatures of Relativistic Neutrinos in CMB Anisotropy and Matter Clustering. Physical Review D 69, 083002 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.083002. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310198

[20] Brent Follin; Lloyd Knox; Marius Millea; Zhen Pan. A First Detection of the Acoustic Oscillation Phase Shift Expected from the Cosmic Neutrino Background. Physical Review Letters 115, 091301 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.091301. https://arxiv.org/abs/1503.07863

[21] Francis-Yan Cyr-Racine; Kris Sigurdson. Limits on Neutrino-Neutrino Scattering in the Early Universe. Physical Review D 90, 123533 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.123533. https://arxiv.org/abs/1306.1536

[22] David Camarena; Francis-Yan Cyr-Racine. Strong constraints on a simple self-interacting neutrino cosmology. Physical Review D 111, 023504 (2025). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.023504. https://arxiv.org/abs/2403.05496

[23] Andrew J. Long; Cecilia Lunardini; Eray Sabancilar. Detecting non-relativistic cosmic neutrinos by capture on tritium: phenomenology and physics potential. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 08, 038 (2014). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/08/038. https://arxiv.org/abs/1405.7654

[24] PTOLEMY Collaboration; M. G. Betti et al. Neutrino physics with the PTOLEMY project: active neutrino properties and the light sterile case. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 07, 047 (2019). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/07/047. https://arxiv.org/abs/1902.05508

[25] PTOLEMY Collaboration / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, INFN. The Experimental Challenges. PTOLEMY 공식 페이지. 2026년 십일월 8일 확인. https://ptolemy.lngs.infn.it/the-experimental-challenges/

[26] V. Mossa et al. LUNA Collaboration. The baryon density of the Universe from an improved rate of deuterium burning. 2020. https://doi.org/10.1038/s41586-020-2878-4.

[27] A. Kogut et al. The Primordial Inflation Explorer (PIXIE): A Nulling Polarimeter for Cosmic Microwave Background Observations. 2011. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/07/025. https://arxiv.org/abs/1105.2044

[28] Abraham Loeb; Matias Zaldarriaga. Measuring the Small-Scale Power Spectrum of Cosmic Density Fluctuations Through 21 cm Tomography Prior to the Epoch of Structure Formation. Physical Review Letters 92, 211301 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.211301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312134

[29] Antony Lewis; Anthony Challinor. The 21cm angular-power spectrum from the dark ages. Physical Review D 76, 083005 (2007). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.083005. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702600

[30] Rajesh Mondal; Rennan Barkana. Prospects for precision cosmology with the 21 cm signal from the dark ages. Nature Astronomy 7, 1025–1030 (2023). https://doi.org/10.1038/s41550-023-02057-y. https://arxiv.org/abs/2305.08593

[31] Yacine Ali-Haïmoud; P. Daniel Meerburg; Sihan Yuan. A new light on 21 cm intensity fluctuations from the dark ages. Physical Review D 89, 083506 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.083506. https://arxiv.org/abs/1312.4948

[32] Julian B. Muñoz; Yacine Ali-Haïmoud; Marc Kamionkowski. Primordial non-gaussianity from the bispectrum of 21-cm fluctuations in the dark ages. Physical Review D 92, 083508 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083508. https://arxiv.org/abs/1506.04152

[33] Paul Bode; Jeremiah P. Ostriker; Neil Turok. Halo Formation in Warm Dark Matter Models. Astrophysical Journal 556, 93–107 (2001). https://doi.org/10.1086/321541. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010389

[34] UC Berkeley Space Sciences Laboratory. LuSEE-Night. 공식 프로젝트 페이지. 2026년 십일월 8일 확인. https://www.ssl.berkeley.edu/projects/lusee-night/

[35] Stuart D. Bale et al. LuSEE 'Night': The Lunar Surface Electromagnetics Experiment. arXiv:2301.10345 (2023); URSI GASS 2023 발표. https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.10345. https://arxiv.org/abs/2301.10345

[36] Adrian Liu; Aaron R. Parsons; Cathryn M. Trott. The Epoch of Reionization Window: I. Mathematical Formalism. Physical Review D 90, 023018 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.023018. https://arxiv.org/abs/1404.2596

[37] Douglas Clowe; Marusa Bradač; Anthony H. Gonzalez; Maxim Markevitch; Scott W. Randall; Christine Jones; Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. Astrophysical Journal Letters 648, L109–L113 (2006). https://doi.org/10.1086/508162. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407

[38] J. Aalbers et al. (LZ Collaboration). Dark Matter Search Results from 4.2 Tonne-Years of Exposure of the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment. 2025. https://doi.org/10.1103/4dyc-z8zf. https://arxiv.org/abs/2410.17036

[39] G. Carosi et al. (ADMX Collaboration). Search for Axion Dark Matter from 1.1 to 1.3 GHz with ADMX. 2025. https://doi.org/10.1103/d7mg-6sqq. https://arxiv.org/abs/2504.07279

[40] Daniel C. Brotherton et al. (ALPS II). Any Light Particle Searches with ALPS II: first science results. 2026. https://doi.org/10.1103/61sw-k3bc. https://arxiv.org/abs/2512.14110

[41] D. S. Akerib et al. (LZ Collaboration). Searches for Light Dark Matter and Evidence of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering of Solar Neutrinos with the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment. 2026. https://doi.org/10.1103/jvqf-njpj. https://arxiv.org/abs/2512.08065

[42] Ethan O. Nadler; Daneng Yang; Hai-Bo Yu. A Self-interacting Dark Matter Solution to the Extreme Diversity of Low-mass Halo Properties. 2023. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad0e09. https://arxiv.org/abs/2306.01830

[43] Zixiang Jia; Fangzhou Jiang; Shubo Li; Ran Li; Jing Wang; Ling Zhu. An Enhanced Isothermal Jeans Approach to Constraining Dark Matter Self-Interactions from Galactic Kinematics. 2026. 2026년 십일월 3일자 arXiv v2의 4.2절과 결론을 사용했다. https://doi.org/10.1093/mnras/stag969. https://arxiv.org/abs/2601.17118

[44] Alexandres Lazar et al. A dark matter profile to model diverse feedback-induced core sizes of ΛCDM haloes. 2020. https://doi.org/10.1093/mnras/staa2101. https://arxiv.org/abs/2004.10817

[45] Keir K. Rogers; Hiranya V. Peiris. Strong bound on canonical ultra-light axion dark matter from the Lyman-alpha forest. 2021. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.071302. https://arxiv.org/abs/2007.12705

[46] Andrew Eberhardt; Mateja Gosenca; Lam Hui. Heating and scattering of stellar distributions by ultralight dark matter. 2026. https://doi.org/10.1103/zngx-f8pz. https://arxiv.org/abs/2510.17079

[47] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. JETP Letters 5, 24–27 (1967); Russian original Pisma ZhETF 5, 32–35 (1967); reprint UFN 161(5), 61–64 (1991). https://www.ufn.ru/ru/articles/1991/5/h/

[48] E. Kh. Akhmedov; V. A. Rubakov; A. Yu. Smirnov. Baryogenesis via neutrino oscillations. Physical Review Letters 81, 1359–1362 (1998). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1359. https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803255

[49] M. D'Onofrio; K. Rummukainen; A. Tranberg. The Sphaleron Rate in the Minimal Standard Model. Physical Review Letters 113, 141602 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.141602. https://arxiv.org/abs/1404.3565

[50] ATLAS Collaboration. Search for heavy neutral leptons in decays of W bosons using leptonic and semi-leptonic displaced vertices in sqrt(s)=13 TeV pp collisions with the ATLAS detector. Journal of High Energy Physics 07 (2025) 196. https://doi.org/10.1007/JHEP07(2025)196. https://arxiv.org/abs/2503.16213

[51] J. de Vries; M. Drewes; Y. Georis; J. Klarić; V. Plakkot. Confronting the low-scale seesaw and leptogenesis with neutrinoless double beta decay. Journal of High Energy Physics 05 (2025) 090. https://doi.org/10.1007/JHEP05(2025)090. https://arxiv.org/abs/2407.10560

[52] J. Ellis; M. Lewicki; M. Merchand; J. M. No; M. Zych. The scalar singlet extension of the Standard Model: gravitational waves versus baryogenesis. Journal of High Energy Physics 01 (2023) 093. https://doi.org/10.1007/JHEP01(2023)093. https://arxiv.org/abs/2210.16305

[53] T. S. Roussy et al. An improved bound on the electron's electric dipole moment. Science 381, 46–50 (2023). https://doi.org/10.1126/science.adg4084. https://arxiv.org/abs/2212.11841

[54] C. Caprini et al.; LISA Cosmology Working Group. Detecting gravitational waves from cosmological phase transitions with LISA: an update. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 03 (2020) 024. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/024. https://arxiv.org/abs/1910.13125

[55] D. E. Kaplan; M. A. Luty; K. M. Zurek. Asymmetric dark matter. Physical Review D 79, 115016 (2009). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.115016. https://arxiv.org/abs/0901.4117

[56] Adam G. Riess et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. Astronomical Journal 116, 1009–1038 (1998). https://doi.org/10.1086/300499. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201

[57] DESI Collaboration. DESI DR2 Results IV: Alcock-Paczynski Measurements from the Lyman Alpha Forest and Cosmological Constraints. 2026. 프리프린트. https://arxiv.org/abs/2607.27410

[58] DES Collaboration. Constraints on Dynamical Dark Energy from Multiple Probes in the Full Dark Energy Survey. 2026. 프리프린트. https://arxiv.org/abs/2605.27221

[59] Y. Park; M. Raveri; B. Jain. Reconstructing quintessence. Physical Review D 103, 103530. https://arxiv.org/abs/2101.04666

[60] P. P. Avelino. Avoiding unrealistic priors: the case of dark energy constraints from the time variation of the fine-structure constant. Physical Review D 93, 083501. https://arxiv.org/abs/1602.04501

[61] T. Damour; J. F. Donoghue. Equivalence Principle Violations and Couplings of a Light Dilaton. Physical Review D 82, 084033. https://arxiv.org/abs/1007.2792

[62] S. M. Carroll. Quintessence and the Rest of the World: Suppressing Long-Range Interactions. Physical Review Letters 81, 3067 (1998). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.3067. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9806099

[63] A. Bedroya; G. Obied; C. Vafa; D. H. Wu. Evolving dark sector and the dark dimension scenario. Physical Review D 114, 103506, published 4 November 2026; DOI 10.1103/1rsq-cv2m. https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/1rsq-cv2m

[64] Stephen P. Martin. Two-loop effective potential for a general renormalizable theory and softly broken supersymmetry. Physical Review D 65, 116003 (2002). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.116003. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0111209v2

[65] R. L. Jaffe. The Casimir Effect and the Quantum Vacuum. Physical Review D 72, 021301 (2005). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.021301. https://arxiv.org/abs/hep-th/0503158

[66] Nemanja Kaloper; Antonio Padilla. Sequestering the Standard Model Vacuum Energy. Physical Review Letters 112, 091304 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.091304. https://arxiv.org/abs/1309.6562v2

[67] Nemanja Kaloper; Antonio Padilla; David Stefanyszyn; George Zahariade. A Manifestly Local Theory of Vacuum Energy Sequestering. Physical Review Letters 116, 051302 (2016). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.051302. https://arxiv.org/abs/1505.01492v2

[68] H_0DN Collaboration. The Local Distance Network: a community consensus report on the measurement of the Hubble constant at 1% precision. A&A 708, A166 (2026). https://doi.org/10.1051/0004-6361/202557993. https://arxiv.org/abs/2510.23823

[69] Wendy L. Freedman et al. Status Report on the Chicago-Carnegie Hubble Program (CCHP): Measurement of the Hubble Constant Using the Hubble and James Webb Space Telescopes. 2025. https://doi.org/10.3847/1538-4357/adce78. https://arxiv.org/abs/2408.06153

[70] TDCOSMO Collaboration. TDCOSMO 2026: A 3% measurement of the Hubble constant from strong lensing and stellar kinematics. 2026. 프리프린트. https://arxiv.org/abs/2610.14781

[71] George Efstathiou. Evolving Dark Energy or Supernovae Systematics? MNRAS 538(2), 875 (2025). https://arxiv.org/abs/2408.07175

[72] M. Vincenzi et al. (DES Collaboration). Comparing the DES-SN5YR and Pantheon+ SN cosmology analyses: Investigation based on Evolving Dark Energy or Supernovae systematics? MNRAS 541(3), 2585 (2025). https://arxiv.org/abs/2501.06664

[73] DES Collaboration. Dark Energy Survey Year 6 Results: Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and Weak Lensing. 2026. https://doi.org/10.1103/nnlj-gyr2. https://arxiv.org/abs/2601.14559

[74] Angus H. Wright et al. KiDS-Legacy: Cosmological constraints from cosmic shear with the complete Kilo-Degree Survey. 2025. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202554908. https://arxiv.org/abs/2503.19441

[75] Jay R. Krishnan; Kevork N. Abazajian. Statistics meet systematics: Resolution of the massive early JWST galaxy tension. Physical Review D 113, 083007 (2026). https://doi.org/10.1103/gjf5-3r89.

[76] Leonardo Comini; Sunny Vagnozzi; Abraham Loeb. Dark energy, spatial curvature, and star formation efficiency from JWST photometric and spectroscopic high-redshift galaxies. Journal of High Energy Astrophysics 53, 100626 (2026). https://doi.org/10.1016/j.jheap.2026.100626. https://arxiv.org/abs/2604.13866

[77] Enis Belgacem; Yves Dirian; Stefano Foffa; Michele Maggiore. Modified gravitational-wave propagation and standard sirens. Physical Review D 98, 023510 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.023510. https://arxiv.org/abs/1805.08731

[78] LIGO Scientific Collaboration; Virgo Collaboration; Fermi Gamma-Ray Burst Monitor; INTEGRAL. Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A. The Astrophysical Journal Letters 848, L13 (2017). https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c. https://arxiv.org/abs/1710.05834

[79] Macarena Lagos; Maya Fishbach; Philippe Landry; Daniel E. Holz. Standard sirens with a running Planck mass. Physical Review D 99, 083504 (2019). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083504.

[80] Charles Dalang; Lucas Lombriser. Limitations on Standard Sirens tests of gravity from screening. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 10, 013 (2019). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/10/013. https://arxiv.org/abs/1906.12333

[81] Charles Dalang; Pierre Fleury; Lucas Lombriser. Horndeski gravity and standard sirens. Physical Review D 102, 044036 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.044036. https://arxiv.org/abs/1912.06117

[82] B. P. Abbott et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. 2017. https://arxiv.org/abs/1710.05835

[83] Alan H. Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. 1981. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.347.

[84] James M. Bardeen; Paul J. Steinhardt; Michael S. Turner. Spontaneous creation of almost scale-free density perturbations in an inflationary universe. 1983. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.28.679.

[85] Planck Collaboration. Planck 2018 results. X. Constraints on inflation. 2020. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833887. https://arxiv.org/abs/1807.06211

[86] Thibaut Louis et al.; ACT Collaboration. The Atacama Cosmology Telescope: DR6 Power Spectra, Likelihoods and LambdaCDM Parameters. arXiv 기록에 JCAP 게재 승인이 명시되어 있다. https://arxiv.org/abs/2503.14452

[87] BICEP/Keck Collaboration. BICEP/Keck XIII: Improved Constraints on Primordial Gravitational Waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck Observations through the 2018 Observing Season. 2021. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.151301. https://arxiv.org/abs/2110.00483

[88] Planck Collaboration. Planck 2018 results. IX. Constraints on primordial non-Gaussianity. Astronomy & Astrophysics 641, A9 (2020). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935891. https://arxiv.org/abs/1905.05697

[89] Ana Achucarro; Jinn-Ouk Gong; Gonzalo A. Palma; Subodh P. Patil. Correlating features in the primordial spectra. Physical Review D 87, 121301 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.121301. https://arxiv.org/abs/1211.5619

[90] Ana Achucarro; Vicente Atal; Pablo Ortiz; Jesus Torrado. Localized correlated features in the CMB power spectrum and primordial bispectrum from a transient reduction in the speed of sound. Physical Review D 89, 103006 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.103006. https://arxiv.org/abs/1311.2552

[91] R. Holman; Andrew J. Tolley. Enhanced Non-Gaussianity from Excited Initial States. JCAP 05 (2008) 001. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2008/05/001. https://arxiv.org/abs/0710.1302

[92] Latham A. Boyle; Paul J. Steinhardt. Probing the early universe with inflationary gravitational waves. Physical Review D 77, 063504 (2008). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.77.063504. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512014

[93] Yuki Watanabe; Eiichiro Komatsu. Improved Calculation of the Primordial Gravitational Wave Spectrum in the Standard Model. Physical Review D 73, 123515 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.123515. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604176

[94] Sachiko Kuroyanagi; Christophe Ringeval; Tomo Takahashi. Early Universe Tomography with CMB and Gravitational Waves. Physical Review D 87, 083502 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.083502. https://arxiv.org/abs/1301.1778

[95] David Polarski; Alexei A. Starobinsky. Semiclassicality and Decoherence of Cosmological Perturbations. Classical and Quantum Gravity 13, 377–392 (1996); 버전 v2 사용됨. https://doi.org/10.1088/0264-9381/13/3/006. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9504030v2

[96] Jérôme Martin; Vincent Vennin. Quantum Discord of Cosmic Inflation: Can we Show that CMB Anisotropies are of Quantum-Mechanical Origin? Physical Review D 93, 023505 (2016). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.023505. https://arxiv.org/abs/1510.04038

[97] Elliot Nelson. Quantum Decoherence During Inflation from Gravitational Nonlinearities. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 03 (2016) 022. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/03/022. https://arxiv.org/abs/1601.03734

[98] J. E. Moyal. Quantum mechanics as a statistical theory. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society 45(1), 99–124 (1949). https://doi.org/10.1017/S0305004100000487.

[99] Daniel Green; Rafael A. Porto. Signals of a Quantum Universe. Physical Review Letters 124, 251302 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.251302. https://arxiv.org/abs/2001.09149

[100] Guillermo Ballesteros; Jesús Gambín Egea; Alejandro Pérez Rodríguez. Classical and quantum evolution of inflationary fluctuations. 2026. https://doi.org/10.1103/w7y3-gxbr. https://arxiv.org/abs/2604.18416v2

[101] Juan Maldacena. A model with cosmological Bell inequalities. Fortschritte der Physik (2016), first online 2015. https://doi.org/10.1002/prop.201500097. https://arxiv.org/abs/1508.01082

[102] Arvind Borde; Alan H. Guth; Alexander Vilenkin. Inflationary Spacetimes Are Incomplete in Past Directions. Physical Review Letters 90, 151301 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.151301. https://arxiv.org/abs/gr-qc/0110012

[103] Abhay Ashtekar; Tomasz Pawlowski; Parampreet Singh. Quantum Nature of the Big Bang: Improved dynamics. Physical Review D 74, 084003 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.084003. https://arxiv.org/abs/gr-qc/0607039

[104] Jerome Quintin; Zeinab Sherkatghanad; Yi-Fu Cai; Robert H. Brandenberger. Evolution of cosmological perturbations and the production of non-Gaussianities through a nonsingular bounce: Indications for a no-go theorem in single field matter bounce cosmologies. Physical Review D 92, 063532 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.063532. https://arxiv.org/abs/1508.04141

[105] James B. Hartle; Stephen W. Hawking. Wave function of the Universe. Physical Review D 28, 2960 (1983). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.28.2960.

[106] David Wallace. Gravity, Entropy, and Cosmology: In Search of Clarity. 2010. https://doi.org/10.1093/bjps/axp048. https://arxiv.org/abs/0907.0659

[107] Sean M. Carroll; Heywood Tam. Unitary Evolution and Cosmological Fine-Tuning. 2010. 프리프린트. https://doi.org/10.48550/arXiv.1007.1417. https://arxiv.org/abs/1007.1417

[108] Wojciech H. Zurek. Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse? 1981. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.1516.

[109] Ali Nayeri. Inflationary branch decoherence and the cosmological arrow of time. Physical Review D 113, 126030 (2026). https://doi.org/10.1103/1k1w-c7vd. https://arxiv.org/abs/2602.21263

[110] G. W. Gibbons; S. W. Hawking. Cosmological event horizons, thermodynamics, and particle creation. Physical Review D 15, 2738 (1977). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.2738.

[111] D. J. Fixsen; E. S. Cheng; J. M. Gales; J. C. Mather; R. A. Shafer; E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE/FIRAS Data Set. 1996. https://doi.org/10.1086/178173. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9605054

[112] Jens Chluba; Adrienne L. Erickcek; Ido Ben-Dayan. Probing the inflaton: Small-scale power spectrum constraints from measurements of the Cosmic Microwave Background energy spectrum. 2012. https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/2/76. https://arxiv.org/abs/1203.2681

[113] Enrico Pajer; Matias Zaldarriaga. A New Window on Primordial non-Gaussianity. Physical Review Letters 109, 021302 (2012). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.021302. https://arxiv.org/abs/1201.5375

[114] Mathieu Remazeilles; Jens Chluba. Extracting foreground-obscured μ-distortion anisotropies to constrain primordial non-Gaussianity. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 478, 807–824 (2018). https://doi.org/10.1093/mnras/sty1034. https://arxiv.org/abs/1802.10101

[115] Mathieu Remazeilles; Andrea Ravenni; Jens Chluba. Leverage on small-scale primordial non-Gaussianity through cross-correlations between CMB E-mode and μ-distortion anisotropies. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 512, 455–470 (2022). https://doi.org/10.1093/mnras/stac519. https://arxiv.org/abs/2110.14664

[116] Maldacena, J. M. The Large N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity. Advances in Theoretical and Mathematical Physics 2, 231–252 (1998) (1999). https://doi.org/10.1023/A:1026654312961. https://arxiv.org/abs/hep-th/9711200

[117] Tadashi Takayanagi. Emergent Holographic Spacetime from Quantum Information. Physical Review Letters 134, 240001 (2025). https://arxiv.org/abs/2506.06595

[118] Shinsei Ryu; Tadashi Takayanagi. Holographic Derivation of Entanglement Entropy from the anti–de Sitter Space/Conformal Field Theory Correspondence. Physical Review Letters 96, 181602 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.181602. https://arxiv.org/abs/hep-th/0603001

[119] Mark Van Raamsdonk. Building up spacetime with quantum entanglement. General Relativity and Gravitation 42, 2323–2329 (2010). https://doi.org/10.1007/s10714-010-1034-0. https://arxiv.org/abs/1005.3035

[120] S. W. Hawking. Particle creation by black holes. Communications in Mathematical Physics 43, 199–220 (1975). https://doi.org/10.1007/BF02345020.

[121] Don N. Page. Average Entropy of a Subsystem. Physical Review Letters 71, 1291–1294 (1993). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1291. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9305007v2

[122] Netta Engelhardt; Aron C. Wall. Quantum Extremal Surfaces: Holographic Entanglement Entropy beyond the Classical Regime. Journal of High Energy Physics 01 (2015) 073. https://doi.org/10.1007/JHEP01(2015)073. https://arxiv.org/abs/1408.3203v3

[123] Ahmed Almheiri; Netta Engelhardt; Donald Marolf; Henry Maxfield. The entropy of bulk quantum fields and the entanglement wedge of an evaporating black hole. Journal of High Energy Physics 12 (2019) 063. https://doi.org/10.1007/JHEP12(2019)063. https://arxiv.org/abs/1905.08762v3

[124] Geoffrey Penington. Entanglement Wedge Reconstruction and the Information Paradox. 2020. https://arxiv.org/abs/1905.08255v3

[125] Jafferis, D. et al. Traversable wormhole dynamics on a quantum processor. Nature 612, 51–55 (2022). https://doi.org/10.1038/s41586-022-05424-3.

[126] Kobrin, B.; Schuster, T.; Yao, N. Y. Experiments implementing small commuting models lack gravitational features. Nature 643, E17–E19 (2025). https://doi.org/10.1038/s41586-025-08939-7.

[127] Jafferis, D. et al. Reply to: Experiments implementing small commuting models lack gravitational features. Nature 643, E20–E23 (2025). https://doi.org/10.1038/s41586-025-08995-z.

[128] Arkani-Hamed, N.; Dimopoulos, S.; Dvali, G. The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter. Physics Letters B 429, 263–272 (1998). https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3. https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803315

[129] Lee, J. G.; Adelberger, E. G.; Cook, T. S.; Fleischer, S. M.; Heckel, B. R. New Test of the Gravitational $1/r^2$ Law at Separations down to 52 μm. Physical Review Letters 124, 101101 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.101101. https://arxiv.org/abs/2002.11761

[130] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in events with an energetic jet and missing transverse momentum in pp collisions at sqrt(s)=13 TeV with the ATLAS detector. Physical Review D 103, 112006 (2021). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.112006. https://arxiv.org/abs/2102.10874

[131] CMS Collaboration. Search for new physics in the final state with a single photon and large missing transverse momentum in proton-proton collisions at sqrt(s)=13 TeV. Physical Review D 113, 072020 (2026). https://doi.org/10.1103/f9r8-styj. https://arxiv.org/abs/2511.17310

[132] E. Hardy; A. Sokolov; H. Stubbs. Stellar cooling limits on KK gravitons and dark dimensions. JHEP 03 (2026) 029; 프리프린트 arXiv:2510.18975v2 (2025). https://arxiv.org/abs/2510.18975

[133] S. Hannestad; G. G. Raffelt. Supernova and neutron-star limits on large extra dimensions reexamined. Physical Review D 67, 125008; erratum 69, 029901; 저자판은 2025년 사월 2일 수정되었다 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.125008. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0304029

[134] A. P. Braun; M. Cicoli; R. Milioli; R. Valandro. Moduli stabilisation for ADD and the Dark Dimension scenario. JHEP 10 (2026) 112, 2026년 십월 9일 발표. https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP10(2026)112

[135] M. Montero; C. Vafa; I. Valenzuela. The dark dimension and the Swampland. JHEP 02 (2023) 022. https://arxiv.org/abs/2205.12293

[136] Neil J. Cornish; David N. Spergel; Glenn D. Starkman. Circles in the Sky: Finding Topology with the Microwave Background Radiation. Classical and Quantum Gravity 15, 2657–2670 (1998). https://doi.org/10.1088/0264-9381/15/9/013. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9801212

[137] Johannes R. Eskilt et al.; COMPACT Collaboration. Cosmic topology. Part IIa. Eigenmodes, correlation matrices, and detectability of orientable Euclidean manifolds. JCAP 03 (2024) 036. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2024/03/036. https://arxiv.org/abs/2306.17112

[138] Yashar Akrami et al.; COMPACT Collaboration. Promise of Future Searches for Cosmic Topology. Physical Review Letters 132, 171501 (2024). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.171501. https://arxiv.org/abs/2210.11426

[139] Wayne Hu; Martin White. CMB Anisotropies: Total Angular Momentum Method. Physical Review D 56, 596–615 (1997). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.596. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9702170

[140] Amirhossein Samandar et al. (COMPACT Collaboration). Cosmic topology. Part IIIb. Eigenmodes and correlation matrices of spin-2 perturbations in orientable Euclidean manifolds. JCAP 08 (2025) 015. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2025/08/015. https://arxiv.org/abs/2503.08671

[141] Hugh Everett III. "Relative State" Formulation of Quantum Mechanics. Reviews of Modern Physics 29, 454–462 (1957). https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.454.

[142] Wojciech H. Zurek. Environment-induced superselection rules. Physical Review D 26, 1862 (1982). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.26.1862.

[143] Andrei D. Linde. Eternally existing self-reproducing chaotic inflationary universe. Physics Letters B 175, 395–400 (1986). https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)90611-8.

[144] Alan H. Guth. Eternal inflation and its implications. Journal of Physics A 40, 6811–6826 (2007). https://doi.org/10.1088/1751-8113/40/25/S25. https://arxiv.org/abs/hep-th/0702178

[145] Alan H. Guth; Vitaly Vanchurin. Eternal Inflation, Global Time Cutoff Measures, and a Probability Paradox. 2011. 프리프린트. https://arxiv.org/abs/1108.0665

[146] Stephen M. Feeney; Matthew C. Johnson; Daniel J. Mortlock; Hiranya V. Peiris. First Observational Tests of Eternal Inflation: Analysis Methods and WMAP 7-Year Results. Physical Review D 84, 043507 (2011). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.043507. https://arxiv.org/abs/1012.3667

[147] Stephen M. Feeney; Franz Elsner; Matthew C. Johnson; Hiranya V. Peiris. Forecasting constraints from the cosmic microwave background on eternal inflation. Physical Review D 92, 083515 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083515. https://arxiv.org/abs/1506.01716

[148] John F. Donoghue. General relativity as an effective field theory: The leading quantum corrections. Physical Review D 50, 3874–3888 (1994). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.50.3874. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9405057

[149] Bose, S. et al. A Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity. Physical Review Letters 119, 240401 (2017). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.240401. https://arxiv.org/abs/1707.06050

[150] A. Di Biagio. Gravity-induced entanglement is not a theory-independent witness of nonclassicality of the gravitational field. Physical Review D 114, 084050 (2026). https://doi.org/10.1103/r8ry-sp35. https://arxiv.org/abs/2511.02683

[151] Tianfeng Feng; Vlatko Vedral; Chiara Marletto. Collapse-based models for gravity do not violate the entanglement-based witness of non-classicality. Physical Review D 113, 104055 (2026). https://doi.org/10.1103/83rl-nygv. https://arxiv.org/abs/2503.19774

[152] Nicolas Boulle; Guilherme Franzmann. Subsystems independence in gravitationally induced entanglement proposals. Physical Review D 114, 025015 (2026). https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/tgjx-y7hl

[153] Kafri, D.; Taylor, J. M.; Milburn, G. J. A classical channel model for gravitational decoherence. New Journal of Physics 16, 065020 (2014). https://doi.org/10.1088/1367-2630/16/6/065020. https://arxiv.org/abs/1401.0946

[154] Lawrence M. Krauss; Michael S. Turner. Geometry and Destiny. General Relativity and Gravitation 31, 1453–1459 (1999). https://doi.org/10.1023/A:1026757718530. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904020

[155] Robert R. Caldwell; Marc Kamionkowski; Nevin N. Weinberg. Phantom Energy: Dark Energy with w < −1 Causes a Cosmic Doomsday. 2003. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.071301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302506

[156] Eric V. Linder. Exploring the Expansion History of the Universe. Physical Review Letters 90, 091301 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.091301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208512

[157] A. A. Starobinsky. How to determine an effective potential for a variable cosmological term. JETP Letters 68, 757–763 (1998). https://doi.org/10.1134/1.567941.

[158] M. Martinelli et al.; Euclid Collaboration. Euclid: constraining dark energy coupled to electromagnetism using astrophysical and laboratory data. Astronomy & Astrophysics 654, A148 (2021). https://arxiv.org/abs/2105.09746

[159] Kyle Cranmer; Johann Brehmer; Gilles Louppe. The frontier of simulation-based inference. Proceedings of the National Academy of Sciences 117, 30055–30062 (2020). https://doi.org/10.1073/pnas.1912789117. https://arxiv.org/abs/1911.01429

[160] H. T. Jense; I. Harrison; E. Calabrese; A. Spurio Mancini; B. Bolliet; J. Dunkley; J. C. Hill. A complete framework for cosmological emulation and inference with CosmoPower. arXiv:2405.07903v1 (2024); 방법 론적 토론에 사용됩니다. https://arxiv.org/abs/2405.07903

[161] Francisco Villaescusa-Navarro; Daniel Anglés-Alcázar; Shy Genel et al. The CAMELS project: Cosmology and Astrophysics with MachinE Learning Simulations. The Astrophysical Journal 915, 71 (2021). https://doi.org/10.3847/1538-4357/abf7ba. https://arxiv.org/abs/2010.00619

[162] Sean Talts; Michael Betancourt; Daniel Simpson; Aki Vehtari; Andrew Gelman. Validating Bayesian Inference Algorithms with Simulation-Based Calibration. arXiv:1804.06788v2, 2020년 십월 21일 수정. https://arxiv.org/abs/1804.06788

[163] Toka Alokda; Cristiano Porciani; Alexander Eggemeier. Coverage is not enough: Frequentist tests of simulation-based inference for primordial non-Gaussianity. Astronomy & Astrophysics 714, A66 (2026). https://doi.org/10.1051/0004-6361/202660668. https://arxiv.org/abs/2605.00980

[164] Adam Foster; Martin Jankowiak; Eli Bingham; Paul Horsfall; Yee Whye Teh; Tom Rainforth; Noah Goodman. Variational Bayesian Optimal Experimental Design. Advances in Neural Information Processing Systems 32 (2019); arXiv:1903.05480v3. https://arxiv.org/abs/1903.05480

[165] Joseph Tooby-Smith. HepLean: Digitalising high energy physics. arXiv:2405.08863v1 (2024); 작성자 버전이 사용되었습니다. https://arxiv.org/abs/2405.08863

[166] Jordan Meadows; Lan Zhang; Andre Freitas. FormalScience: Scalable Human-in-the-Loop Autoformalisation of Science with Agentic Code Generation in Lean. ACL 2026; arXiv:2604.23002v1. https://arxiv.org/abs/2604.23002

[167] M. Filzinger et al. Improved limits on the coupling of ultralight bosonic dark matter to photons from optical atomic clock comparisons. Physical Review Letters 130, 253001 (2023). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.253001. https://arxiv.org/abs/2301.03433

[168] G. Dvali; M. Zaldarriaga. Changing alpha with time: implications for fifth-force-type experiments and quintessence. Physical Review Letters 88, 091303. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0108217

[169] Emilio Bellini; Ignacy Sawicki. Maximal freedom at minimum cost: linear large-scale structure in general modifications of gravity. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 07 (2014) 050. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/07/050. https://arxiv.org/abs/1404.3713v3

[170] Jaume Garriga; V. F. Mukhanov. Perturbations in k-inflation. Physics Letters B 458, 219–225 (1999). https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00602-4. https://arxiv.org/abs/hep-th/9904176

[171] Particle Data Group; Y. Gershtein and A. Pomarol (section authors). Extra Dimensions, Review of Particle Physics 2025. 2025. https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-extra-dimensions.pdf

[172] MICROSCOPE Collaboration; P. Touboul et al. MICROSCOPE Mission: Final Results of the Test of the Equivalence Principle. Physical Review Letters 129, 121102. https://arxiv.org/abs/2209.15487

[173] KamLAND-Zen Collaboration; S. Abe et al. Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset. Physical Review Letters 135, 262501 (2025). https://doi.org/10.1103/jkf6-48j8. https://arxiv.org/abs/2406.11438

저자와 프로젝트

이메일: info@brenev.com

저자 웹사이트: brenev.com

미라 웹사이트: mira.technology

다른 프로젝트: haraizen.tech

텔레그램: https://t.me/Eudgenee