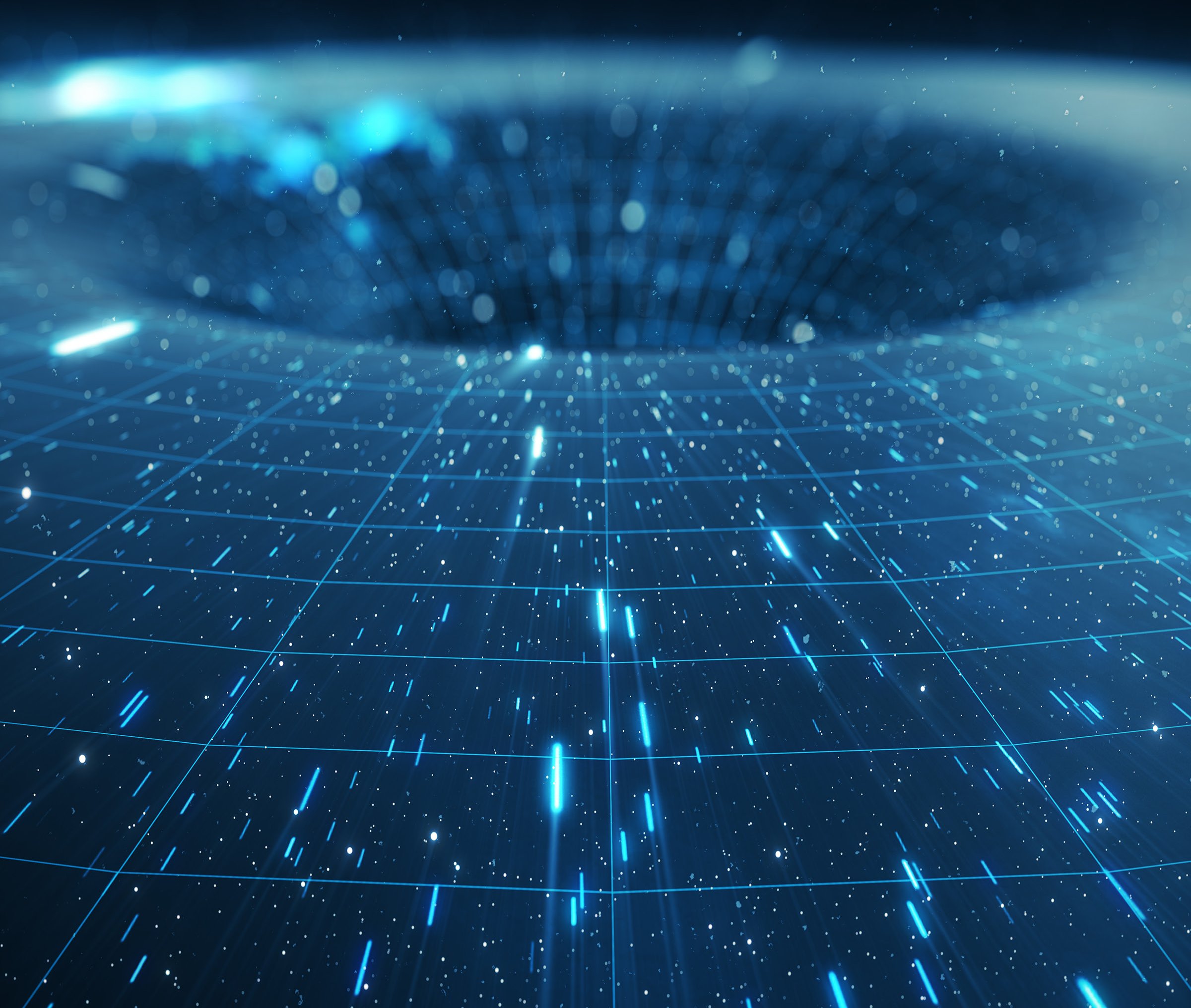
طبيعة الزمان والمكان

ستيفن هوكنج وروجر بنروز



طبيعة الزمان والمكان

تأليف
ستيفن هوكنج وروجر بنروز

ترجمة
سُفانة الباهي

مراجعة
محمد حامد درويش

هنـــداوي

طبيعة الزمان والمكان

ستيفن هوكنج
وروجر بنروز

Nature of Space and Time

Stephen Hawking
and Roger Penrose

الناشر مؤسسة هنداوي
المشهرة برقم ١٠٥٨٥٩٧٠ بتاريخ ٢٦ / ١ / ٢٠١٧

يورك هاوس، شييت ستريت، وندسور، SL4 1DD، المملكة المتحدة
تليفون: ‎+ ٤٤ (٠) ١٧٥٣ ٨٣٢٥٢٢
البريد الإلكتروني: hindawi@hindawi.org
الموقع الإلكتروني: https://www.hindawi.org

تصميم الغلاف: يوسف غازي.

الترقيم الدولي: ٩٧٨ ١ ٥٢٧٣ ٢٢٦٦ ٠

صدر الكتاب الأصلي باللغة الإنجليزية عام ١٩٩٦
صدرت هذه الترجمة عن مؤسسة هنداوي عام ٢٠٢١

المحتويات

شكر وتقدير

يتوجه كلٌّ من المؤلِفَيْن والناشر ومعهد إسحاق نيوتن للعلوم الرياضية بالشكر والتقدير للأشخاص الآتية أسماؤهم، الذين ساعدوا في تجهيز سلسلة المحاضرات والكتاب، وهم: ماتياس آر جابرديل، وسايمون جيل، وجوناثان بي روجرز، ودانيال آر دي سكوت، وبول إيه شاه.

تمهيد

احتلَّت المناظَرة المسجَّلة في هذا الكتاب بين روجر بنروز وستيفن هوكينج موقع الصدارة ضِمن برنامج استمرَّ ستة أشهر عام ١٩٩٤ في معهد إسحاق نيوتن للعلوم الرياضية بجامعة كامبريدج. وتمثِّل تلك المناظرة نقاشًا جادًّا حول بعض أهم الأفكار المتعلقة بطبيعة الكون. وغنيٌّ عن القول أننا لم نصِل إلى نهاية الطريق بعد؛ فالشكوك ونقاط الخلاف ما زالت قائمة، وما زال يوجد الكثير لمناقشته.

أُقيمت قبل نحو ستين عامًا مناظرةٌ مطوَّلة شهيرة بين نيلز بور وألبرت أينشتاين حول أُسُس علم ميكانيكا الكم، ورفض أينشتاين التعامل مع نظرية ميكانيكا الكم باعتبارها نظريةً نهائية؛ فقد وجدها غير وافية من الناحية الفلسفية، وكافَح كفاحًا مريرًا ضد التفسير التقليدي لمدرسة كوبنهاجن الذي مثَّله بور.

وبشكلٍ ما، تُعَد المناظرة بين بنروز وهوكينج استكمالًا لتلك المناظرة الأولى؛ حيث يلعب بنروز دور أينشتاين، ويلعب هوكينج دور بور. أصبحت الأمور الآن أكثرَ تعقيدًا وأوسع نطاقًا، لكنها لا تزال — كما كانت في السابق — تمثِّل مزجًا بين النقاشات التقنية والأفكار ووجهات النظر الفلسفية.

أصبحت نظرية الكم، أو نظرية المجال الكمي — وهي الصورة الأكثر تعقيدًا من نظرية الكم — أكثرَ تطورًا في الوقت الراهن، كما لاقت نجاحًا تقنيًّا أكبر، حتى وإن كان لا يزال يوجد بعض الفلاسفة المتشكِّكين، مثل روجر بنروز. وقد نجحت النسبية العامة كذلك، وهي نظرية أينشتاين للجاذبية، في اجتياز اختبار الزمن، وحقَّقت نجاحاتٍ بارزة، رغم وجود مشكلات حقيقية فيما يخص الدور الذي تلعبه المتفردات أو الثقوب السوداء.

والقضية الحقيقية المسيطِرة على النقاش الدائر بين هوكينج وبنروز هي محاولة المزج بين هاتين النظريتين الناجحتين، في سبيل الوصول إلى نظرية «الجاذبية الكمية»، بيدَ

أنه توجد بعض المشكلات الفكرية العميقة وأيضًا التقنية، التي تُفسح المجال للنقاشات الدائرة في هذه المحاضرات.

ومن أمثلة المسائل الجوهرية المطروحة مسألةُ «سهم الزمن»، والظروف الأولية التي كانت موجودة عند نشأة الكون، والطريقة التي تبتلع بها الثقوب السوداء المعلومات. في هذه الأمور وغيرها الكثير، يتخذ هوكينج موقفًا مختلفًا تمامًا عن بنروز. وقد دُوِّنت المناقشات هنا بدقة وعناية من حيث المصطلحات الرياضية والفيزيائية المستخدَمة، ويُتيح الشكل الذي تمَّت به المناظرة إفراد مساحات لتبادل الانتقادات على نحوٍ ثريٍّ ومُفيد.

ورغم أن بعض ما جاء في المناقشة يتطلب قدرًا من الفهم المُسبَّق للجوانب التقنية الرياضية والفيزيائية، فإن الجزء الأكبر منها يبلغ مستوياتٍ أعلى (أو أعمق) من شأنها أن تحظى باهتمام على نطاق واسع من الجمهور. وعلى أقل تقدير، سوف يكتسب القارئ فكرةً أولية عن مجال النقاش وصعوبة الأفكار المتداوَلة فيه، وكذلك التحدي الكبير أمام محاولات التوصل إلى صورة مترابطة للكون، تشمل كلَّ ما يخص الجاذبية ونظرية الكم.

مايكل عطية

الفصل الأول

النظرية الكلاسيكية

إس دبليو هوكينج

في هذه المحاضرات، سأعرض أنا وروجر بِنروز وجهاتِ نظرنا ذات الصلة بعضها ببعض — على اختلافها — حول ماهيَّة المكان والزمان. سيُلقي كلٌّ منا ثلاث محاضرات بالتبادل، تتبعها جلسةٌ نقاشية حول أساليبنا المختلفة لتناول الأمر. وجب التنويه إلى أن هذه المحاضرات ستكون عالية التخصص، ونفترض أنه لدى المتلقِّي إلمام بمبادئ النسبية العامة ونظرية الكم.

كتب ريتشارد فاينمان مقالةً قصيرةً يصف فيها تجارِبه أثناء مؤتمر حول النسبية العامة. أعتقد أنه كان يتحدث عن مؤتمر وارسو الذي عُقِد عام ١٩٦٢. وقد أشار في المقال على نحوٍ سلبي للغاية إلى تدنِّي كفاءة الحاضرين عمومًا، وعدم ملاءمة مجالات عملهم لما كانوا يفعلونه. إن ما جنَتْه النسبية العامة من شهرة واهتمام كبيرين في مدةٍ قصيرة يعود الفضل فيه بدرجةٍ كبيرة إلى جهد روجر البحثي؛ فحتى ذلك الحين كانت النسبية العامة قد تمثَّلت في مجموعةٍ غير مرتَّبة من المعادلات التفاضلية الجزئية في نظامٍ أحادي الإحداثيات. وقد سعد الناس كثيرًا عند التوصل إلى حل لها، حتى إنهم لم يكترثوا لكَوْنه على الأغلب ليس ذا معنًى في الواقع المادي، إلا أن روجر أدخل بعض المفاهيم الحديثة، مثل السبينورات والأساليب الشمولية، وكان هو أولَ من بيَّن إمكانية اكتشاف الخصائص العامة من دون حل المعادلات حلًّا دقيقًا. وكانت مُبَرهَنته الأولى حول المتفردات هي التي فتحت لي الباب

لدراسة البِنية السببية، وكانت مصدر الإلهام لي في أبحاثي في الفيزياء الكلاسيكية على المتفردات والثقوب السوداء.

أعتقد أنني وروجر نتفق بدرجةٍ كبيرة في وجهتَي نظرنا حول الفيزياء الكلاسيكية، لكننا نختلف في طريقة تعاملنا مع الجاذبية الكمية، وبالطبع مع نظرية الكم ذاتها. ومع أن المتخصصين في فيزياء الجسيمات يعدُّونني شخصًا ثوريًّا خطرًا بسبب طرحي لفكرة احتمال فقد الترابط الكمي، فإنني بالتأكيد أُعَد مُحافظًا مقارنةً بروجر؛ فأنا أتبنَّى وجهة النظر الوضعية القائلة بأن أيَّ نظرية فيزيائية ما هي إلا نموذجٌ رياضي، وأنه لا مَغزى من أن نسأل إن كانت تعكس الواقع أم لا. كلُّ ما يمكن للمرء أن يتساءل بشأنه هو مدى توافق التنبؤات التي تأتي بها مع الملاحظات المرصودة. أعتقد أن روجر أفلاطوني حقًّا، لكن عليه الرد على ذلك بنفسه.

على الرغم من ظهور مقترَحات بأنه قد يكون للزمكان بِنيةٌ مميزة، فإنني لا أرى داعيًا لنبذ نظريات الوسط المتصل الناجحة للغاية. إن النسبية العامة نظريةٌ رائعة تتفق مع جميع الملاحظات المرصودة. قد تتطلب بعض التعديلات على مقياس بلانك، لكنني لا أعتقد أن ذلك سيؤثر على كثير من التنبؤات التي يمكن استنباطها منها. قد تكون مجرد تقريب منخفض الطاقة لنظريةٍ أخرى أكثر جوهرية، مثل نظرية الأوتار، لكنني أعتقد أن نظرية الأوتار قد رُوِّج لها بأكثر مما تستحق. أولًا، ليس من الواضح أن النسبية العامة، عند مزجها مع مجالاتٍ أخرى متنوعة للتوصل إلى نظرية للجاذبية الفائقة، لا يمكنها أن تُعطيَنا نظرية كم معقولة. إن ما يورَد عن اندثار الجاذبية الفائقة ما هو إلا مبالغات؛ ففي وقتٍ ما، كان الجميع يعتقدون أن الجاذبية الفائقة محدودة، وفي السنة التالية تغيَّرت الوجهة، وبدأ الجميع يقول إنه لا بد أن يكون في الجاذبية الفائقة انحرافات، مع أنه لم يُعثَر في الواقع على أيٍّ من ذلك. والسبب الثاني لعدم مناقشتي لنظرية الأوتار هو أنها لم تقدِّم أيَّ تنبؤات قابلة للاختبار. وعلى النقيض، أتى التطبيق المباشر لنظرية الكم على النسبية العامة — وهو ما سأتحدَّث عنه — بتنبؤين قابلَين للاختبار؛ ويبدو أن أحدهما — وهو ظهور اضطرابات بسيطة أثناء التضخم — قد تأكَّد من خلال ملاحظات حديثة لاضطرابات في إشعاع الخلفية الميكروي. أما التنبؤ الثاني — وهو أن الثقوب السوداء لا بد أن تُشِع حراريًّا — فيمكن اختباره من حيث المبدأ. كل ما علينا فِعله هو العثور على ثقبٍ أسود قديم، لكن مع الأسف لا يبدو أنه يوجد الكثير من تلك الثقوب فيما حولنا؛ فلو كان يوجد الكثير منها كنا سنتمكن من التوصل إلى طريقة لقياس الجاذبية قياسًا كميًّا.

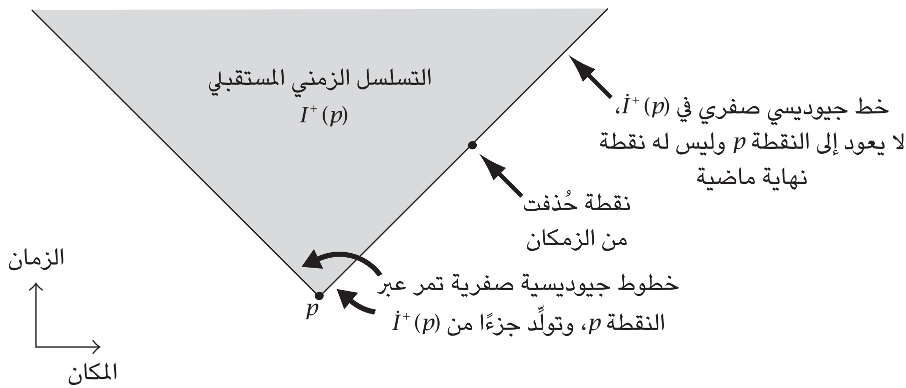
لن يتغير أيٌّ من هذين التنبؤين حتى وإن كانت نظرية الأوتار هي بالفعل النظرية الأساسية الشاملة في الطبيعة. بيدَ أن نظرية الأوتار — على الأقل في حالتها الحالية غير المكتملة — غير قادرة مطلقًا على التوصل إلى هذه التنبؤات من دون الاستناد إلى النسبية العامة باعتبارها النظرية الفعَّالة القائمة. وأظن أن الحال قد يظل كذلك دائمًا، وأنه قد لا يكون بالإمكان التوصل إلى أي تنبؤات باستخدام نظرية الأوتار لا يمكن التوصل إليها أيضًا من خلال النسبية العامة أو الجاذبية الفائقة. وإن صح ذلك، فإنه يُثير التساؤل عما إذا كانت نظرية الأوتار نظريةً علميةً حقيقية. وهل يُعَد الجمال والكمال من الناحية الرياضية كافيًا في ظل غياب تنبؤات مختلفة قابلة للاختبار بالرصد؟ وهذا لا يعني حتى أن نظرية الأوتار بشكلها الحالي جميلة أو كاملة.

لهذه الأسباب، سأتحدَّث في هذه المحاضرات عن النسبية العامة، وسأركِّز على جانبين يبدو فيهما أن الجاذبية قد تُرشدنا إلى خواصَّ مختلفة تمامًا عن نظريات المجال الأخرى؛ الجانب الأول هو فكرة أن الجاذبية من شأنها أن تجعل للزمكان بداية، وربما نهاية أيضًا. أما الجانب الثاني فهو اكتشاف أنه يبدو أن ثَمة إنتروبيا جذبية أصيلة غير ناتجة عن التبسيط العياني؛ فقد ادَّعى البعض أن هذه التنبؤات ما هي إلا أدوات لتقريب شبه كلاسيكي، ويقولون إن نظرية الأوتار — وهي نظرية الجاذبية الكمية الحقيقية — سوف تُنحِّي المتفردات جانبًا، وتظهر ترابطات في الإشعاع الصادر من الثقوب السوداء، بحيث يتضح أنها شبه حرارية فحسب، من منظور التبسيط. ولو كانت كذلك، فستكون الأمور مُملَّة بعضَ الشيء؛ إذ لن تختلف الجاذبية عن أي مجال آخر. لكنني أعتقد أنها مختلفة اختلافًا واضحًا؛ لأنها تعمل على تشكيل النطاق الذي تؤثر فيه، بعكس المجالات الأخرى التي تكون موجودة في خلفيةٍ زمكانية ثابتة. وهذا هو ما يقود إلى احتمالية أن يكون للزمن بداية، كما يأخذنا أيضًا لمناطقَ من الكون لا يمكن رصدها؛ وهو ما يؤدي بدوره إلى ظهور مبدأ الإنتروبيا الجذبية باعتباره مِقياسًا لما لا يمكننا معرفته.

في هذه المحاضرة سأستعرض مبادئ النسبية العامة الكلاسيكية التي تقودنا إلى تلك الأفكار، وفي محاضرتيَّ الثانية والثالثة (الفصلين الثالث والخامس)، سأبيِّن كيفية تغيُّر هذه المبادئ وتوسُّع نطاقها مع انتقالنا إلى نظرية الكم. ستكون المحاضرة الثانية عن الثقوب السوداء، والثالثة عن علم الكونيات الكمي.

لقد كانت الطريقة الأساسية لدراسة المتفردات والثقوب السوداء التي قدَّمها روجر، وساعدت أنا في تطويرها، تكمُن في دراسة البِنية السببية العامة لنسيج الزمكان. حدد المجموعة $I^+(p)$ باعتبارها مجموعة كل النقاط التي تشكِّل الزمكان M، والتي يمكن

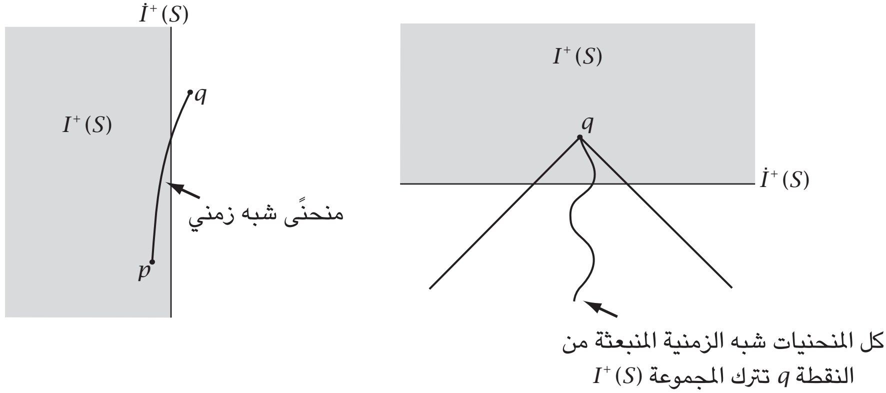
الوصول إليها من النقطة P عن طريق منحنيات شِبه زمنية متجِهة للمستقبل (انظر الشكل ١-١). ويمكننا اعتبار أن $I^{+}(p)$ هي مجموعة الأحداث التي قد تتأثر بما يحدث عند P. وثَمة تعريفاتٌ أخرى مشابهة، تحلُّ فيها إشارة السالب محلَّ إشارة الموجب، والماضي محل المستقبل. وسأفترض هنا أن هذه التعريفات واضحة ولا تحتاج إلى شرح.



شكل ١-١: التسلسل الزمني المستقبلي للنقطة P.

لننظر الآن إلى الحد $\dot{I}^{+}(S)$ لمستقبل المجموعة S. من السهل جدًّا ملاحظة أن هذا الحد لا يمكن أن يكون شبه زمني؛ فلو كان كذلك لكانت النقطة q التي تقع مباشرةً خارج الحد، هي مستقبل النقطة p الموجودة داخله مباشرةً. كما لا يمكن للحد المستقبلي أن يكون شِبه زمني إلا عند المجموعة S نفسها؛ لأنه في تلك الحالة، كل منحنًى متجه للماضي من النقطة q نحو مستقبل الحد، سيعبُر النطاق ويترك خلفه مستقبل المجموعة S، وسيتعارض ذلك مع حقيقة أن q تقع في مستقبل S (الشكل ١-٢).

ومن ثَم نستنتج أن الحد المستقبلي صفري، بمعزل عن المجموعة S ذاتها. وعلى نحوٍ أدق، إذا كانت النقطة q داخل الحد المستقبلي، ولكنها ليست في نهاية المجموعة S، فإنه توجد قطعةٌ جيوديسية صفرية متجِهة للماضي، تمرُّ عبر النقطة q الواقعة داخل الحد (انظر الشكل ١-٣). قد يوجد أكثر من قطعة جيوديسية صفرية واحدة تمرُّ عبر النقطة q الواقعة داخل الحد، لكن في هذه الحالة تكون النقطة q



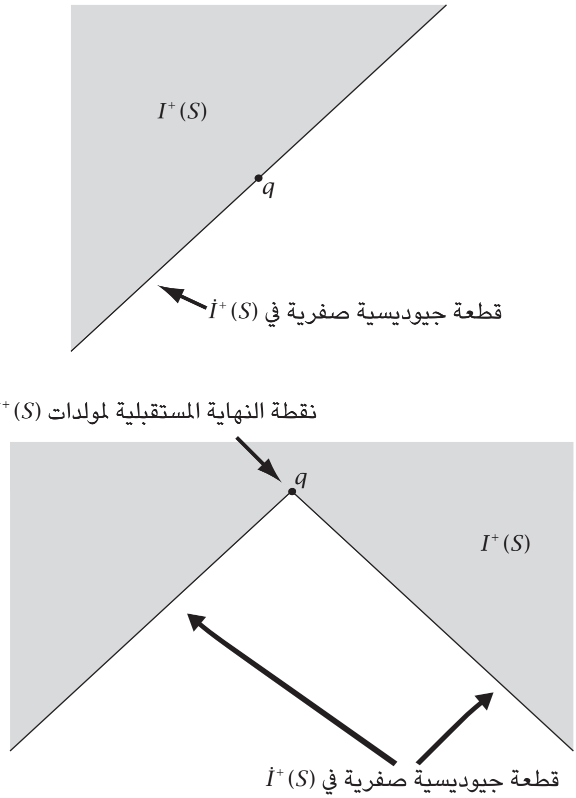
لا يمكن للسطح $\dot{I}^+(S)$ أن يكون شبه مكاني

لا يمكن للسطح $\dot{I}^+(S)$ أن يكون شبه زمني

شكل ١-٢: لا يمكن لحدِّ التسلسل الزمني المستقبلي أن يكون شِبه زمني أو شِبه مكاني.

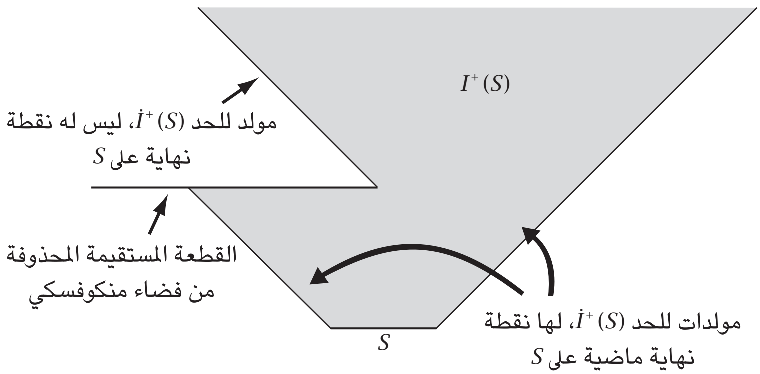
هي نقطة نهاية مستقبلية لتلك القِطع الجيوديسية. وبعبارةٍ أخرى، ينشأ حد مستقبل المجموعة S عن قِطع جيوديسية صفرية، لها نقطة نهاية مستقبلية داخل الحد، وتمرُّ إلى داخل الجزء الداخلي من المستقبل إذا تقاطعت مع مولِّد آخر. ومن ناحيةٍ أخرى، فإن مولِّدات القِطع الجيوديسية الصفرية يمكن أن يكون لها نقاط نهاية ماضية على المجموعة S فقط. بيدَ أنه يحتمل أن يوجد زمكاناتٌ تحتوي على مولِّدات للحد المستقبلي لمجموعة S لا تتقاطع أبدًا مع المجموعة S. والمولِّدات من هذا النوع لا يمكن أن يكون لها نقاط نهاية ماضية.

ثَمة مثالٌ بسيط على ذلك هو فضاء منكوفسكي محذوف منه قطعةٌ مستقيمة أفقية (انظر الشكل ١-٤). إذا كانت المجموعة S تقع في ماضي الخط الأفقي، فسينشأ عن الخط ظلٌّ، وستوجد نقاط على الجانب المستقبلي من الخط ليست في مستقبل المجموعة S. وسيوجد مولِّد للحد المستقبلي للمجموعة S يعود إلى نهاية الخط الأفقي. لكن، بما أن نقطة نهاية الخط الأفقي محذوفة من الزمكان، فلن يكون لمولِّد الحد هذا نقطةُ نهاية ماضية، وسيكون هذا الزمكان غير مكتمل، لكن المرء يستطيع معالجة ذلك بضرب وحدة القياس



شكل ١-٣: بالأعلى: تقع النقطة q على حد المستقبل؛ ومن ثَم توجد قطعةٌ جيوديسية صفرية في الحد الذي يمرُّ عبر النقطة q. بالأسفل: إذا كان يوجد أكثر من قطعة جيوديسية واحدة، فستكون النقطة q هي نقطة النهاية المستقبلية لتلك القطع الجيوديسية.

في عاملٍ مُتوازٍ مناسبٍ قرب نهاية الخط الأفقي. ومع أن أمكنة كهذه مصطنعة جدًّا، فهي مهمة لإظهار مدى الحرص اللازم أثناء دراسة البِنية السببية. في الواقع، أشار روجر بنروز — الذي كان أحد المُمتحِنين لي أثناء مناقشة رسالة الدكتوراه — إلى أن مكانًا مِثل الذي ذكرته للتوِّ هو مثال مضادٌّ لبعض ما زعمته في أطروحتي.



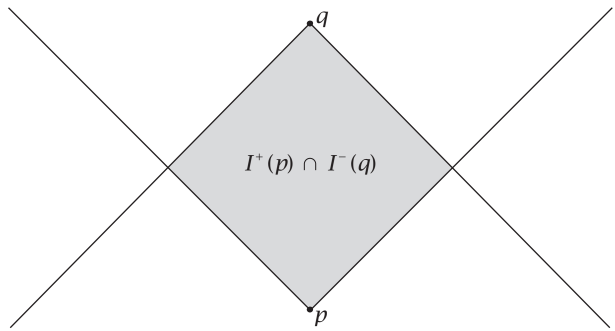
شكل ١-٤: بحذف خط من فضاء منكوفسكي، يكون للحد المستقبلي للمجموعة S مولِّد ليس له نقطة نهاية ماضية.

لإظهار أن كل مولِّد للحد المستقبلي له نقطة نهاية ماضية في المجموعة، علينا فرضُ شرط عام على البِنية السببية، والشرط الأقوى والأهم فيزيائيًّا هو شرط الزائدية العامة. تُعَد المجموعة المفتوحة U زائدية بشكلٍ عام إذا:

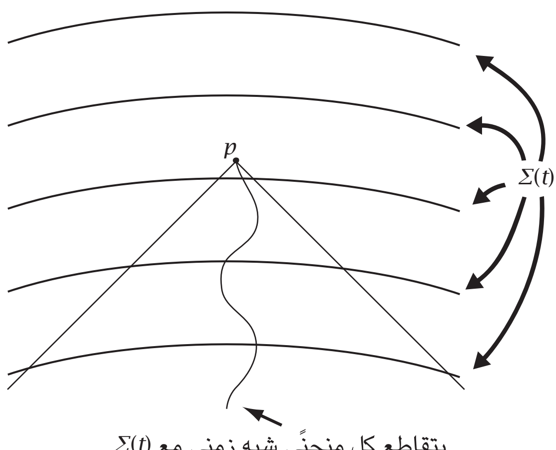
(١) كان التقاطع بين مستقبل النقطة p وماضي النقطة q، لكل نقطتين p وq في المجموعة U، منغلقًا بإحكام. بعبارةٍ أخرى، هي منطقةٌ محصورة بحدود تتخذ شكلَ المعيَّن (انظر الشكل ١-٥).

(٢) تحقَّقت سببيةٌ قوية عند المجموعة U؛ أي إنه لا توجد منحنياتٌ شِبه زمنية مغلقة أو شِبه مغلقة في المجموعة U.

تكتسب الزائدية العامة أهميتها الفيزيائية من كَوْنها تدلُّ على وجود مجموعة من أسطح «كوشي»، $\Sigma(t)$، للمجموعة U (انظر الشكل ١-٦). وسطح «كوشي» للمجموعة U هو سطحٌ شِبه مكاني، أو صفري، يقطع كل منحنًى شِبه زمني في المجموعة U مرةً واحدة فقط. ويمكننا توقُّع ما سيحدث في المجموعة U من خلال البيانات على سطح «كوشي»، كما يمكننا وضع نظرية مُنضبطة للمجال الكمي على أساس الزائدية العامة. أما فيما يتعلق بإمكانية صياغة نظرية معقولة للمجال الكمي على أساس الزائدية غير العامة،

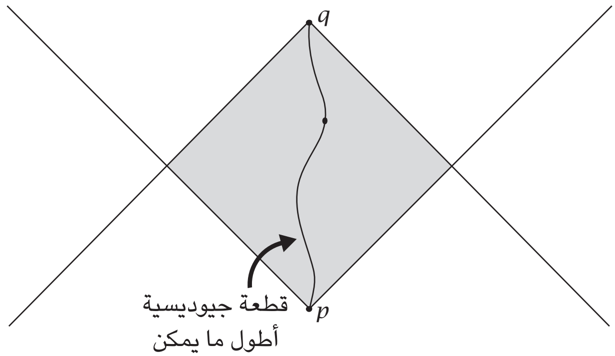


شكل ١-٥: التقاطع بين مستقبل النقطة p وماضي النقطة q منغلق بإحكام.



شكل ١-٦: مجموعة من أسطح «كوشي» للمجموعة U.

فإن إمكانية ذلك ليست واضحة بالقدر نفسه. إذن، قد تكون الزائدية العامة ضرورةً فيزيائية، لكن من وجهة نظري أنه يجب علينا ألا نفترضَ وجودها؛ لأن ذلك يجعلنا نُغفل

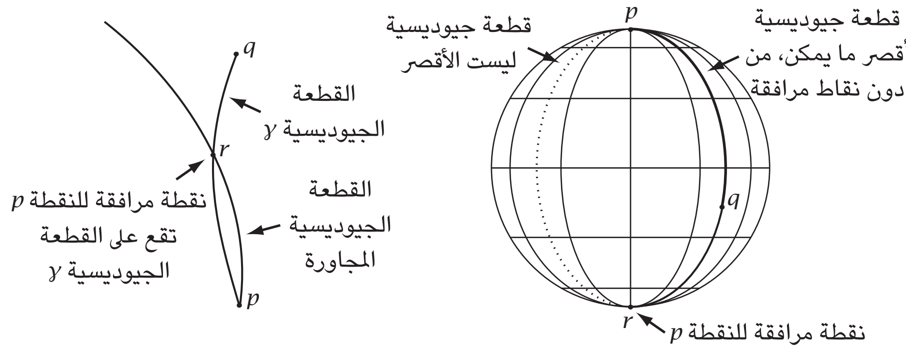


شكل ١-٧: في فضاءٍ يتَّسم بالزائدية العامة، توجد قطعةٌ جيوديسية يبلغ طولُها أقصى ما يمكن بين أي نقطتين يمكن التوصيل بينهما بمنحنًى شِبه زمني أو بمنحنًى صفري.

أمرًا تُحاول الجاذبية توضيحه لنا، بل يُفترض أن نستنتج عن طريق افتراضات فيزيائية معقولة أخرى أن بعض مناطق الزمكان تتَّسم بالزائدية العامة.

تكتسب الزائدية العامة أهميتها فيما يتعلق بمبرهنات المتفردات من الآتي. افترض أن المجموعة U تتسم بالزائدية العامة، وأن p وq نقطتان في المجموعة U يمكن التوصيل بينهما بمنحنًى شِبه زمني أو بمنحنًى صفري. وتوجد قطعةٌ جيوديسية شِبه زمنية أو صفرية بين النقطتين p وq، تزيد طول المنحنيات شبه الزمنية أو المنحنيات الصفرية من النقطة p إلى النقطة q ليصل إلى أقصى طول ممكن (انظر الشكل ١-٧). لبرهنة ذلك، لا بد من إثبات أن الفضاء الذي يحتوي على كل المنحنيات شبه الزمنية أو المنحنيات الصفرية، الممتدة من النقطة p إلى النقطة q، منضغط في شكلٍ طوبولوجي معيَّن؛ ومن ثَم نُثبِت أن طول المنحنى هو عبارة عن دالةٍ عليا نِصف متصلة في هذا المكان؛ لذا لا بد أن يصل إلى أقصى طول له، والمنحنى ذو الطول الأقصى سيكون قطعةً جيوديسية؛ لأنه لو لم يكن كذلك لكانت الاختلافات البسيطة ستؤدي إلى منحنًى أطول.

ويمكننا الآن الانتقال إلى شكلٍ آخر مختلف من أطوال القِطع الجيوديسية، وهو γ. يمكننا إظهار أن γ يمكن تغييره لمنحنًى أطول في حال كانت توجد قطعةٌ جيوديسية قريبة جدًّا من النقطة p، تتقاطع مع γ مرةً أخرى عند النقطة r بين النقطتين p وq، وتُعتبر



شكل ١-٨: إلى اليسار: إذا كانت توجد نقطةٌ مرافقة r بين النقطتين p وq على قطعةٍ جيوديسية، فهذه إذن ليست القطعة الجيوديسية الأقصر. إلى اليمين: القطعة الجيوديسية التي ليست هي الأقصر، الممتدة من النقطة p إلى النقطة q، لها نقطةٌ مرافقة عند القطب الجنوبي.

النقطة r مرافقة للنقطة p (انظر الشكل ١-٨). ويمكننا تصوُّر ذلك بتخيُّل نقطتين p وq على سطح كوكب الأرض. وبدون أن نتخلَّى عن العمومية، يمكننا تحديد موقع النقطة p عند القطب الشمالي. ولأن كوكب الأرض له فضاءٌ مِتري محدَّد موجب، وليس مترية لورنتز، فإنه توجد قطعةٌ جيوديسية هي أقصر ما يمكن، وليس قطعة جيوديسية أطول ما يمكن. هذه القطعة الجيوديسية الأقصر ستكون عبارة عن خط طول ممتد من القطب الشمالي إلى النقطة q. لكن ستوجد قطعةٌ جيوديسية أخرى ممتدة من النقطة p إلى النقطة q، تمرُّ في الخلف من أعلى لأسفل، من القطب الشمالي إلى القطب الجنوبي، ثم من أسفل لأعلى نحو النقطة q. تتضمن هذه القطعة الجيوديسية نقطةً مرافقة للنقطة p عند القطب الجنوبي، حيث تتقاطع كلُّ القِطع الجيوديسية المنبعثة من النقطة p. كلتا القطعتين الجيوديسيتين من النقطة p إلى النقطة q تمثِّلان نقاطَ طولٍ ثابتة في ظل تغايُر بسيط. لكن في فضاءٍ متري محدَّد موجب، قد ينتج عن التغاير الثاني للقِطع الجيوديسية، التي تتضمن نقطة مرافقة، منحنًى أقصر يمتد من النقطة p إلى النقطة q. لذلك، في مثال الكرة الأرضية، يمكننا استنباط أن القطعة الجيوديسية التي تمتد لأسفل باتجاه القطب الجنوبي ثم ترجع متجهةً لأعلى، ليست المنحنى الأقصر الممتد من النقطة p إلى النقطة q.

هذا مثالٌ واضح جدًّا، لكن في حالة الزمكان، يمكننا إظهار أنه مع وجود افتراضات معيَّنة لا بد أن توجد منطقة تتَّسم بالزائدية العامة، ويُفترض أن تكون فيها نقاطٌ مرافقة على كل قطعة جيوديسية ممتدة بين نقطتين. وينشأ عن ذلك تناقضٌ يُثبِت أن افتراض الكمال الجيوديسي، الذي يمكن اتخاذُه تعريفًا لزمكانٍ غير متفرد، هو افتراضٌ خاطئ.

يعود السبب في ظهور نقاط مرافقة في الزمكان إلى أن الجاذبية قوةٌ جاذبة؛ ومن ثَم فإنها تتسبَّب في انحناء الزمكان على نحوٍ يجعل القِطع الجيوديسية المجاورة ينحني بعضها تجاه بعض، بدلًا من أن تنحنيَ نحو الخارج. ويمكننا فهم ذلك من خلال معادلتَي رايشودوري أو نيومان-بنروز، واللتان سأكتبهما في صيغةٍ موحَّدة.

معادلة رايشودوري-نيومان-بنروز

$$\frac{d\rho}{dv} = \rho^2 + \sigma^{ij}\sigma_{ij} + \frac{1}{n}R_{ab}l^a l^b,$$

حيث $n = 2$ لجميع القِطع الجيوديسية الصفرية،

و$n = 3$ للقِطع الجيوديسية شِبه الزمنية.

إن v هنا هو مُعاملٌ تآلفي لائتلاف من القِطع الجيوديسية، بمتجهٍ مماسٍّ l^a، وهو متعامد على المستوى الفائق. الكمية ρ هي متوسط معدل تقارُب القِطع الجيوديسية، بينما σ هو مقياس للقص، ويعبِّر الحد $R_{ab}l^a l^b$ عن تأثير الجاذبية المباشر للمادة على مدى تقارُب القِطع الجيوديسية.

معادلة أينشتاين

$$R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = 8\pi T_{ab}.$$

شرط الطاقة الضعيف

$$T_{ab}v^a v^b \geq 0$$

لأي متجه v^a شبيه بالزمن.

حسب معادلات أينشتاين، تكون قيمة الناتج غير سالبة لأي متجه l^a صفري، في حال خضوع المادة لما يُسمى شرط الطاقة الضعيف، ويعني ذلك أن كثافة الطاقة T_{00} تكون قيمتها غير سالبة في أي إطار. ويخضع موتِّر زخم الطاقة الكلاسيكي في حالة أي مادة معقولة، مثل المجال القياسي أو الكهرومغناطيسي، أو مائع له معادلة حالة معقولة، إلى شرط الطاقة الضعيف. لكنه قد لا يتحقق محليًّا بالقيمة الميكانيكية الكمية المتوقعة لموتِّر زخم الطاقة. سيكون الحديث عن ذلك مُناسبًا أكثر في محاضرتيَّ الثانية والثالثة (الفصل الثالث والفصل الخامس).

لنفترض أن الأمور تخضع لشرط الطاقة الضعيف، وأن القِطع الجيوديسية الصفرية الممتدة من النقطة p تبدأ في الانحناء بعضها نحو بعض مجدَّدًا، وأن ρ يتخذ القيمة الموجبة ρ_0. يُستنبط حينها من معادلة نيومان-بنروز أن التقارب ρ يصبح لا نهائيًّا عند النقطة q ضِمن مسافة مُعامل تآلفي $\frac{1}{\rho_0}$ إذا كان بالإمكان مدُّ القطعة الجيوديسية الصفرية بطول هذه المسافة.

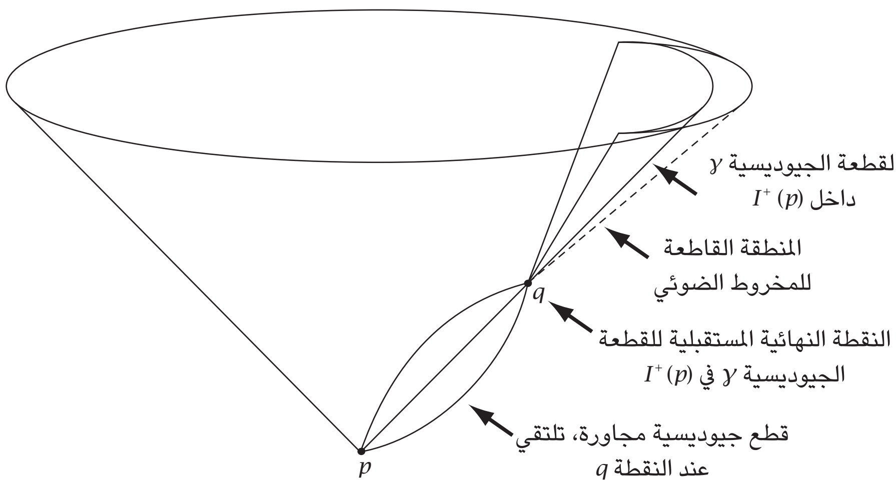
إذا كان $\rho = \rho_0$ عند $v = v_0$ فإن $\rho \geq \frac{1}{\rho^{-1} + v_0 - v}$؛ لذلك توجد نقطةٌ مرافقة قبل $v = v_0 + \rho^{-1}$.

ستتقاطع القطع الجيوديسية الصفرية القريبة جدًّا، المنبعثة من النقطة p، عند النقطة q. ويعني ذلك أن النقطة q ستكون مرافقة للنقطة p على طول القطعة الجيوديسية الصفرية γ التي تصل بين النقطتين. أما فيما يتعلق بالنقاط فيما بعد النقطة المرافقة q على القطعة الجيوديسية γ، فسيكون ثَمة تغيُّر في شكل γ، يؤدي إلى منحنًى شِبه زمني منبعِث من النقطة p؛ لذلك لا يمكن للقطعة الجيوديسية γ أن تقع في النطاق المستقبلي للنقطة p فيما بعد النقطة المرافقة q. إذن، سيكون للقطعة الجيوديسية γ نقطة نهاية مستقبلية بمثابة مولِّد للنطاق المستقبلي للنقطة p (انظر الشكل ١-٩).

والوضع مُشابه لذلك في حالة القِطع الجيوديسية شِبه الزمنية، إلا أن شرط الطاقة القوي اللازم لجعل قيمة $R_{ab}l^al^b$ غير سالبة لكل متجه l^a شِبه زمني يكون أقوى، مِثلما يُشير اسمه. لكن هذا يظل معقولًا من الناحية الفيزيائية — على الأقل في المتوسط — في النظرية الكلاسيكية. فإذا ما كان شرط الطاقة القوي مُنطبقًا، وبدأت القِطع الجيوديسية شِبه الزمنية والمنبعثة من النقطة p في الانحناء بعضها نحو بعض مجدَّدًا، فسيكون ثَمة نقطة q مرافقة للنقطة p.

شرط الطاقة القوي

$$T_{ab}v^a v^b \geq \frac{1}{2}v^a v_a T$$



شكل ١-٩: النقطة q مرافقة للنقطة p على طول القِطع الجيوديسية الصفرية؛ ومن ثَم فإن القطعة الجيوديسية الصفرية γ التي تصل بين النقطتين p وq ستترك النطاق المستقبلي للنقطة p عند النقطة q.

وأخيرًا، ننتقل إلى شرط الطاقة العام. وهذا الشرط يتضمن أولًا تحقُّق شرط الطاقة القوي. وثانيًا، أن كل قطعة جيوديسية شِبه زمنية أو صفرية تلتقي بنقطةٍ ما، حيث يكون هناك قدرٌ من الانحناء لا يتماشى كثيرًا مع القطعة الجيوديسية. لا يتحقق شرط الطاقة العام في عدد من الحلول المحددة المعروفة، بيد أن هذه الحلول تُعَد حلولًا خاصة. وقد يتوقَّع المرء أن من شأن حل «عام» بالمعنى المناسب للكلمة أن يستوفيَ هذا الشرط. إذا تحقَّق شرط الطاقة العام، فسوف تلتقي كل قطعة جيوديسية بمنطقة تركيز جاذبي. ومن شأن ذلك

أن يشير إلى وجود أزواج من النقاط المترافقة، إذا كان بإمكاننا مدُّ القطعة الجيوديسية لمسافةٍ بعيدة بما يكفي في كل الاتجاهات.

شرط الطاقة العام

(١) شرط الطاقة القوي مُتحقق.

(٢) تتضمن كل قطعة جيوديسية شِبه زمنية أو صفرية نقطةً معينة، حيث:

.$l_{[a}R_{b]cd[e}l_{f]}l^c l^d \neq 0$

عادةً ما ننظر إلى المتفردة الزمكانية باعتبارها مساحةً يصبح فيها الانحناء كبيرًا بقدرٍ لا محدود، لكن المشكلة في هذا التعريف أنه بإمكاننا إذن ببساطةٍ أن نُنحِّي النقاط المتفردة جانبًا، ونقول إن المنطقة المُنطوية المُتبقية هي الزمكان بأكمله؛ لذلك من الأفضل تعريف الزمكان بأنه المنطقة المنطوية القصوى التي يكون فيها الفضاء المتري مستقرًّا على نحوٍ مناسب، ويمكننا حينئذٍ تمييز وجود متفردات من خلال وجود قِطع جيوديسية غير مكتملة، لا يمكن مدُّها إلى القيم اللانهائية للمُعامل التآلفي.

تعريف المتفردة

يمكن القول إن جزءًا من الزمكان هو متفردة إذا كانت قِطعه الجيوديسية شِبه الزمنية أو الصفرية غير مكتملة، ولا يمكن دمجها في نسيج الزمكان الأكبر.

يعكس هذا التعريف السمة الأكثر إثارةً للاعتراض بشأن المتفردات، وهي إمكانية وجود جُسيمات لتاريخها بدايةٌ أو نهاية عند زمن محدَّد. ثَمة أمثلة قد يتحقق فيها عدمُ اكتمال القِطع الجيوديسية مع بقاء الانحناء محدودًا، لكن يُعتقد أن الانحناءات ستتباعد بشكلٍ عام على طول القِطع الجيوديسية غير المكتملة. ويكون ذلك مهمًّا إذا ما لجأنا إلى التأثيرات الكمية لحل المشكلات الناشئة عن المتفردات في النسبية العامة الكلاسيكية.

وقد استخدمت أنا وبنروز، في الفترة بين عامَي ١٩٦٥ و١٩٧٠، الأساليب التي ذكرتها لإثبات عدد من مبرهنات المتفردات، وكان لهذه المبرهنات ثلاثة أنواع من الشروط؛ أولًا: كان

يوجد شرطٌ خاص بالطاقة، مثل شرط الطاقة الضعيف، أو القوي، أو العام. وثانيًا: كان يوجد شرطٌ عام للبِنية السببية، مثل أنه يجب ألا توجد أيُّ منحنيات شِبه زمنية مغلقة. وأخيرًا: كان يوجد شرطٌ ينصُّ على أن الجاذبية تكون قوية جدًّا في إحدى المناطق، بما يمنع إفلات أي شيء منها.

مبرهنات المتفردات

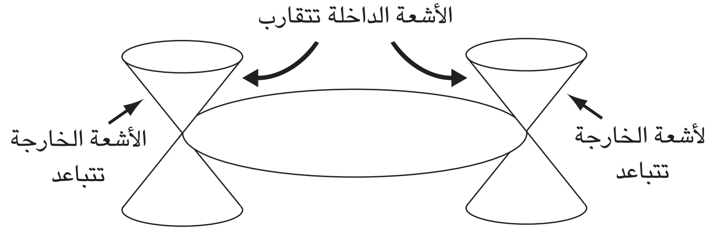
(١) شرط الطاقة.

(٢) شرط البنية العامة.

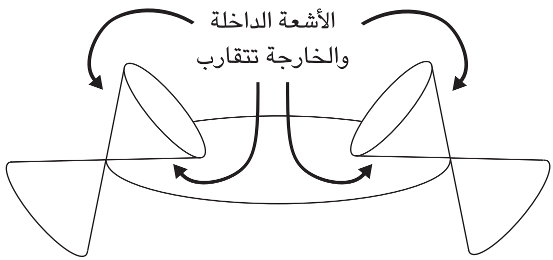
(٣) جاذبية قوية بما يكفي لإبقاء منطقة ما محاصَرة.

ويمكن التعبير عن هذا الشرط الثالث بطرقٍ مختلفة؛ إحداها أن يكون المقطع العرضي المكاني للكون مغلقًا؛ لأنه حينئذٍ لا يكون ثَمة وجود لمنطقةٍ خارجية يمكن الإفلات إليها. الطريقة الأخرى هي أن يوجد ما يُطلق عليه سطحٌ محصورٌ مغلق، وهو عبارة عن سطحٍ مزدوج مغلق، بحيث تتقارب القِطع الجيوديسية الخارجة والداخلة الصفرية المتعامدة عليه (انظر الشكل ١-١٠). عادةً، إذا كان لديك سطحٌ كُروي مزدوج في فضاء منكوفسكي، فستتقارب القِطع الجيوديسية الداخلة الصفرية، بينما تتباعد القِطع الخارجة. لكن عند انهيار نجم، قد يكون مجال الجاذبية قويًّا جدًّا، حتى إن المخروطات الضوئية تميل نحو الداخل. وهذا يعني أنه حتى القِطع الجيوديسية الخارجة الصفرية تتقارب.

وتُظهر مبرهنات المتفردات المختلفة أن الزمكان لا بد أن يكون شِبه زمني أو صفريًّا وغير مكتمل القِطع الجيوديسية، إذا تحقَّقت توليفاتٌ مختلفة من أنواع الشروط الثلاثة. ويمكن للمرء إضعاف أحد الشروط إذا ما افترض وجود أشكال أقوى من الشرطين الآخرين، وسأوضِّح هذا من خلال شرح مبرهنة هوكينج-بنروز. تخضع هذه المبرهنة لشرط الطاقة العام، وهو الأقوى من بين شروط الطاقة الثلاثة. يُعَد الشرط الشامل ضعيفًا بعض الشيء، وهو أنه يجب ألا يكون ثَمة وجود لمنحنيات شِبه زمنية مغلقة، بينما شرط عدم الإفلات هو الأكثر شمولية، وهو ينصُّ على أنه لا بد أن يوجد إما سطحٌ محصور، أو سطحٌ ثلاثي شِبه مكاني مغلق.



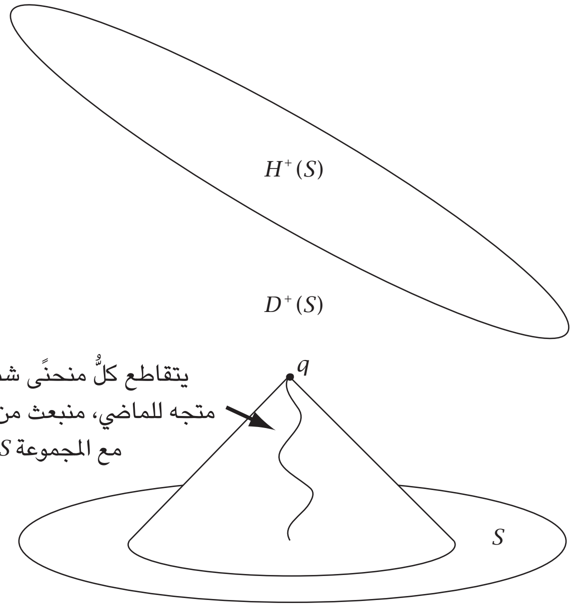
سطح مزدوج مغلق عادي



سطح محاصَر مغلق

شكل ١-١٠: عند سطح مُغلَق عادي تتباعد الأشعة الصفرية الخارجة من السطح، بينما تتقارب الأشعة الداخلة، وعند السطح المحصور المغلق تتقارب الأشعة الداخلة والأشعة الخارجة الصفرية.

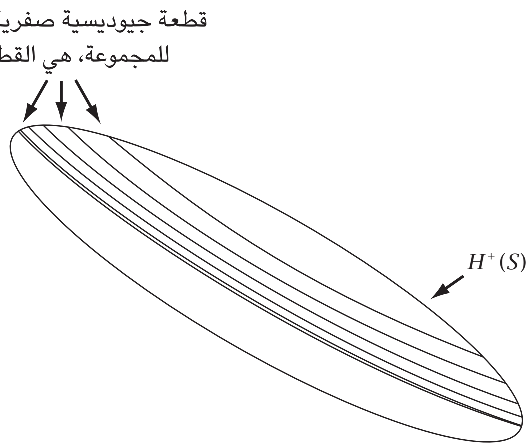
ولأغراض التبسيط سأرسم برهانًا لحالة مجموعة S ذات سطح ثلاثي شِبه مكاني مغلق. يمكننا تعريف تطور «كوشي» المستقبلي $D^+(S)$ باعتباره منطقة النقاط q، حيث يتقاطع كلُّ منحنًى شِبه زمني مُنبعث منها ومتجه للماضي مع المجموعة S (انظر الشكل ١-١١). إن تطور «كوشي» هو المنطقة الزمكانية التي يمكن توقُّعها من البيانات على المجموعة S. افترض الآن أن تطور «كوشي» المستقبلي مُتراصٌّ. يعني ذلك أنه سيكون لتطور «كوشي» نطاقٌ مستقبلي يُطلَق عليه اسم «الأفق الكوشي»، $H^+(S)$. وبحجةٍ مُشابهة لتلك الخاصة بالحد المستقبلي لنقطةٍ ما، يتولَّد أفق «كوشي» بفعل قِطع جيوديسية صفرية ليس لها نقاطُ نهاية ماضية. لكن بما أنه يُفترض أن تطور «كوشي» مُتراصٌّ، سيكون



شكل ١-١١: تطور «كوشي» المستقبلي $D^{+}(S)$ لمجموعة S، وحده المستقبلي، أو الأفق «الكوشي»، $H^{+}(S)$.

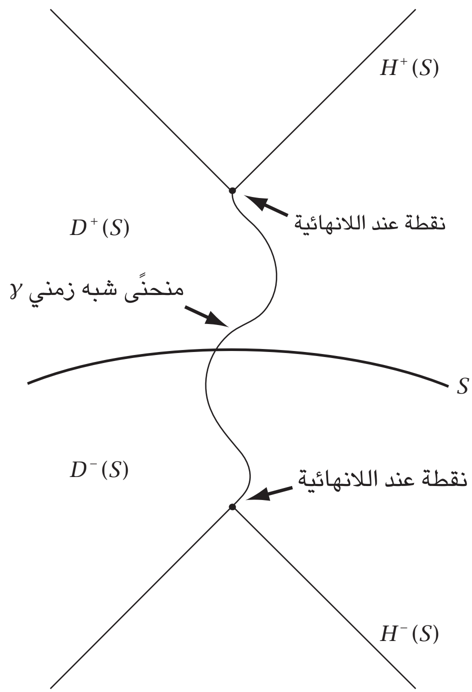
الأفق «الكوشي» مُتراصًّا أيضًا؛ وهذا يعني أن مولِّدات القِطع الجيوديسية ستلتفُّ وتلتفُّ داخل مجموعة متراصَّة، وستقترب من قطعةٍ جيوديسية صفرية ومحدِّدة للمجموعة، هي القطعة λ، وليس لها نقاط نهاية ماضية أو مستقبلية في الأفق «الكوشي» (انظر الشكل ١-١٢). لكن لو كانت القطعة λ مكتملة الجيوديسية، فسيؤدي شرط الطاقة العام إلى أن تتضمن النقطتين المرافقتين p وq، ويمكن توصيل النقاط على λ فيما بعد النقطتين p وq بمنحنًى شِبه زمني، بيدَ أن ذلك سيشكِّل تناقضًا؛ لأنه لا يمكن لأي نقطتين على الأفق «الكوشي» أن تكونَا منفصلتين على نحوٍ شِبه زمني. لذلك، إما أن القطعة λ ليست مكتملة الجيوديسية؛ وبذلك تكون المبرهنة قد أُثبتت، وإما أن التطور «الكوشي» المستقبلي للمجموعة S ليس مُتراصًّا.

ويمكننا في الحالة الأخيرة إثبات أنه يوجد منحنًى شِبه زمني متجه للمستقبل، وهو المنحنى γ من المجموعة S، ولا يُفارق التطور «الكوشي» المستقبلي للمجموعة S أبدًا.



شكل ١-١٢: توجد قطعةٌ جيوديسية صفرية ومحدِّدة للمجموعة، هي القطعة λ، في الأفق «الكوشي»، وليس لها نقاط نهاية ماضية أو مستقبلية في الأفق «الكوشي».

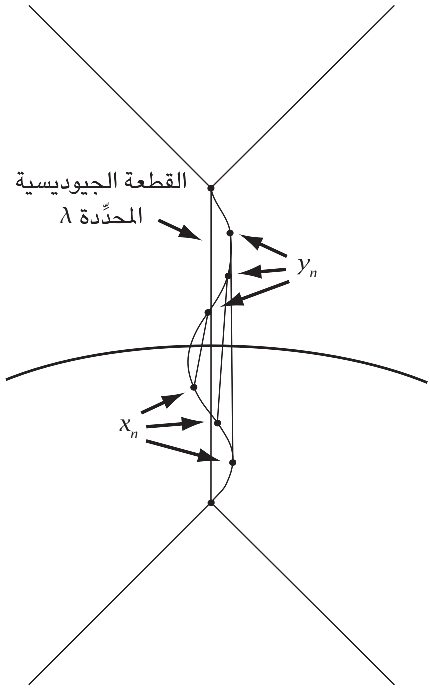
ولأسبابٍ مُشابهة، قد يكون بالإمكان مدُّ المنحنى γ إلى الماضي، إلى منحنًى لا يُفارق التطور «الكوشي» الماضي $D^{-}(S)$ أبدًا (انظر الشكل ١-١٣). لنتناول الآن تسلسلًا من النقاط x_n، على المنحنى γ المتجه للماضي، وتسلسلًا آخر مُشابهًا y_n متجهًا للمستقبل. لكل قيمة لـ n، تكون النقاط x_n وy_n منفصلة على نحوٍ شِبه زمني، وتقع في التطور «الكوشي» للمجموعة S العكسي بشكلٍ عام. لذلك، توجد قطعةٌ جيوديسية شِبه زمنية طولُها أقصى ما يمكن، هي القطعة λ_n، تمتدُّ من x_n إلى y_n. ستقطع كلُّ القِطع الجيوديسية λ_n سطح S شِبه المكاني المُتراص. هذا يعني أنه سيكون ثَمة وجود لقطعةٍ جيوديسية شِبه زمنية، λ، في التطور «الكوشي»، هي حدٌّ للقِطع الجيوديسية شِبه الزمنية λ_n (انظر الشكل ١-١٤). إما أن λ ستكون غير مكتملة، وفي هذه الحالة تكون المبرهنة قد أُثبتت، وإما أنها ستحتوي على نقاطٍ مرافقة بسبب شرط الطاقة العام، لكن في تلك الحالة، ستحتوي القِطع الجيوديسية λ_n على نقاطٍ مرافقة لـ n كبيرة جدًّا. ومن شأن ذلك أن يشكِّل تناقضًا؛ لأنه يُفترَض أن تكون القِطع الجيوديسية λ_n منحنيات طولُها أقصى ما يمكن. بإمكاننا إذن استنتاج أن



شكل ١-١٣: إذا كان التطور «الكوشي» المستقبلي (أو الماضي) غيرَ متراصٍّ، يوجد منحنًى شِبه زمني متجه للمستقبل (أو للماضي) من المجموعة S، ولا يُفارق التطور «الكوشي» المستقبلي (أو الماضي) أبدًا.

الزمكان شِبه زمني، أو صفري وغير مكتمل الجيوديسية. بعبارةٍ أخرى، ثَمة وجود لمتفردة هنا.

تتنبَّأ المبرهنات بوجود المتفردات في حالتين؛ إحداهما في المستقبل، في الانهيار الجاذبي للنجوم وغيرها من الأجرام الضخمة، وتشكِّل تلك المتفردات نهايةً للزمان، على الأقل للجسيمات التي تتحرك على القِطع الجيوديسية غير المكتملة. والحالة الأخرى التي يُتوقَّع فيها وجود المتفردات هي في الماضي، في بدايات التمدد الحالي للكون. وقد أدَّى ذلك إلى تجاهل المحاولات (التي قام بها الروس بالأساس) للقول بأنه قد حدثت مرحلة انقباض سابقة وقفزة غير متفردة نحو التمدد. بدلًا من ذلك، يعتقد الجميع تقريبًا الآن أن الكون،



شكل ١-١٤: لا بد أن تكون القطعة الجيوديسية λ، المحدِّدة للنقاط λ_n، غير مكتملة؛ لأنها لو لم تكن كذلك لاحتوت على نقاطٍ مرافقة.

والزمن نفسه، كانت بدايته هي الانفجار الكبير، وهذا اكتشافٌ أهم بكثير من اكتشاف بضعة جسيمات غير مستقرة متنوعة، إلا أنه لم ينَل تقديرًا كافيًا من محكِّمي جوائز نوبل.

إن التنبؤ بوجود المتفردات يعني أن النسبية العامة الكلاسيكية ليست نظريةً كاملة. ولأن المتفردات لا بد أن تُستخرج من منطوية الزمكان، لا يمكننا تعريف معادلات المجال هناك، ولا التنبؤ بما ستئول إليه المتفردة. ولوجود المتفردة في الماضي، يبدو أن الطريقة الوحيدة للتعامل مع هذه المشكلة هي اللجوء إلى الجاذبية الكمية. سأعود إلى هذه النقطة في محاضرتي الثالثة (الفصل الخامس)، لكن يبدو أن المتفردات المتوقَّعة في المستقبل تتسم بخاصيةٍ أطلق عليها بنروز اسم «الرقابة الكونية»، وهي أنها تحدُث على نحوٍ مُلائم في

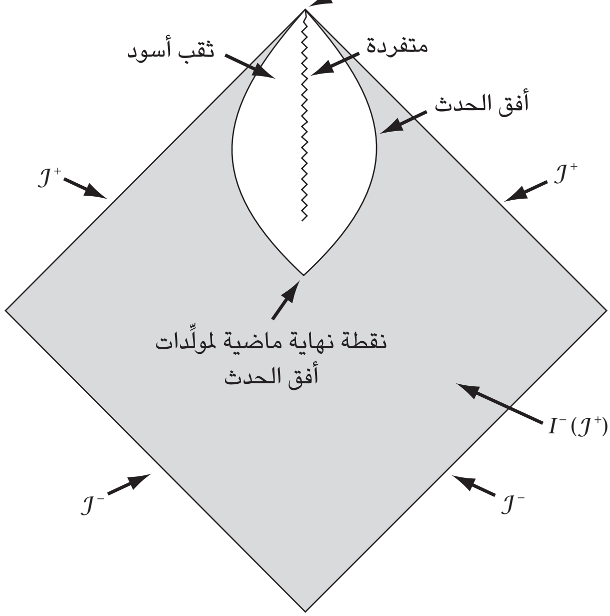
أماكن مثل الثقوب السوداء، مُتوارية عن أعيُن المُراقبين الخارجيين؛ ومن ثَم فإن أيَّ فشل في القدرة على التنبؤ، وهو ما قد يحدث عند هذه المتفردات، لن يؤثِّر على ما يحدث في العالم الخارجي، على الأقل ليس طبقًا للنظرية الكلاسيكية.

الرقابة الكونية

ترفض الطبيعة بشدةٍ وجود متفردة مجردة ظاهرة للعيان.

ومع ذلك، وكما سأوضح في محاضرتي التالية، لا توجد إمكانية للتنبؤ في نظرية الكم. يرتبط هذا بحقيقة أنه يمكن أن يكون لمجالات الجاذبية إنتروبيا داخلية ليست نتاج محاولات تبسيط وحسب. إن الإنتروبيا الجذبية، وحقيقة أن الزمن له بداية وربما يكون له نهاية، هما الفكرتان العامتان الغالبتان على محاضراتي؛ لأنهما ما يُميز الجاذبية عن غيرها من المجالات الفيزيائية الأخرى.

اكتُشفت حقيقة أن الجاذبية لها كمية تتصرف مثل الإنتروبيا للمرة الأولى في النظرية الكلاسيكية المحضة. وهي تعتمد على «حَدْسية الرقابة الكونية» التي أتى بها بنروز. إنها حدسيةٌ غير مُثبَتة، لكن يُعتقد أنها صحيحة فيما يخص البيانات الأولية العامة ومعادلات الحالة. سأستخدم هنا شكلًا ضعيفًا من أشكال الرقابة الكونية. قد نتعامل مع المنطقة المحيطة بنجم أثناء انهياره باعتبارها مسطحة على نحوٍ مُقارب؛ ومن ثَم، كما أوضح بنروز، يمكننا بشكلٍ متوازٍ غرسُ منطوية الزمكان M في منطوية لها $\overline{M}$ (انظر الشكل ١-١٥). وسيكون الحد ∂M عبارة عن سطحٍ صفري، وسيتكوَّن من جزأين؛ سطح لا نهائي صفري مستقبلي، وسطح لا نهائي صفري ماضي. ويُطلَق عليهما $\mathcal{I}^+$ و$\mathcal{I}^-$. ويتعين القول إن الرقابة الكونية الضعيفة تتحقق إذا ما تحقَّق شرطان؛ أولًا: يُفترض أن تكون مولِّدات القِطع الجيوديسية الصفرية في $\mathcal{I}^+$ كاملةً بمقياسٍ مُتوازٍ معيَّن، ما يعني أن المشاهدين البعيدين عن موقع الانهيار يعيشون حتى يهرموا، ولا تؤدي متفردة تنطلق كالصاعقة من النجم المنهار إلى محو وجودهم. وثانيًا: يُفترض أن ماضي $\mathcal{I}^+$ يتسم بالزائدية العامة. هذا يعني أنه لا توجد متفرداتٌ مجردة يمكن رؤيتُها من مسافةٍ بعيدة. لدى بنروز صورةٌ أقوى من صور الرقابة الكونية، والتي تفترض أن الزمكان كلَّه يتسم بالزائدية العامة. بيدَ أن الصورة الضعيفة من الرقابة الكونية ستكون كافيةً لتوصيل ما أريد طرحه.



شكل ١-١٥: نجمٌ منهار، مغروس بشكل مُتوازٍ في منطوية لها حد.

الرقابة الكونية الضعيفة

(١) $\mathcal{I}^+$ و $\mathcal{I}^-$ كاملان.

(٢) $I^-(\mathcal{I}^+)$ تتسم بالزائدية العامة.

إذا تحقَّقت الرقابة الكونية الضعيفة، تُصبح المتفردات المتوقَّع ظهورها في الانهيار الجاذبي غيرَ مرئية من السطح $\mathcal{I}^+$؛ وهذا يعني أنه لا بد من وجود منطقة في الزمكان ليست في ماضي السطح $\mathcal{I}^+$. وتُسمى هذه المنطقة بالثقب الأسود؛ لأنه لا يمكن للضوء أو أي شيء آخر الإفلاتُ منها والخروج إلى اللانهائية. والحد المحيط بالثقب الأسود يُسمى

«أفق الحدث». ولأن أفق الحدث هو أيضًا الحد المحيط بماضي السطح $\mathcal{I}^+$، فإنَّ أفق الحدث سيتولد عن القِطع الجيوديسية الصفرية التي قد يكون لها نقاط نهاية ماضية، وليس لها أيُّ نقاط نهاية مستقبلية؛ ومن ثَم يستتبع ذلك أنه إذا تحقَّق شرطُ الطاقة الضعيف، فلا يمكن لمولِّدات أفق الحدث أن تتقارب؛ لأنها لو كانت كذلك كانت سيتقاطع بعضها مع بعض في نطاق مسافة محدودة.

ويعني ذلك أن مساحة المقطع العرضي لأفق الحدث لا يمكن أن تقلَّ أبدًا بمرور الزمن، بل إنها عمومًا ستزداد. علاوةً على ذلك، لو تصادَم ثقبان أسودان واندمجَا معًا، فستكون مساحة الثقب الأسود الناتج أكبرَ من مجموع مساحتَي الثقبين الأسودين الأصليين (انظر الشكل ١-١٦). ويُشبِه ذلك كثيرًا سلوك الإنتروبيا حسب القانون الثاني للديناميكا الحرارية، الذي ينص على أن الإنتروبيا لا تتناقص أبدًا، وأن الإنتروبيا الكلية للنظام أكبر من مجموع إنتروبيا أجزائه المكوِّنة له.

القانون الثاني لميكانيكا الثقوب السوداء

$$\delta A \geq 0$$

القانون الثاني للديناميكا الحرارية

$$\delta S \geq 0$$

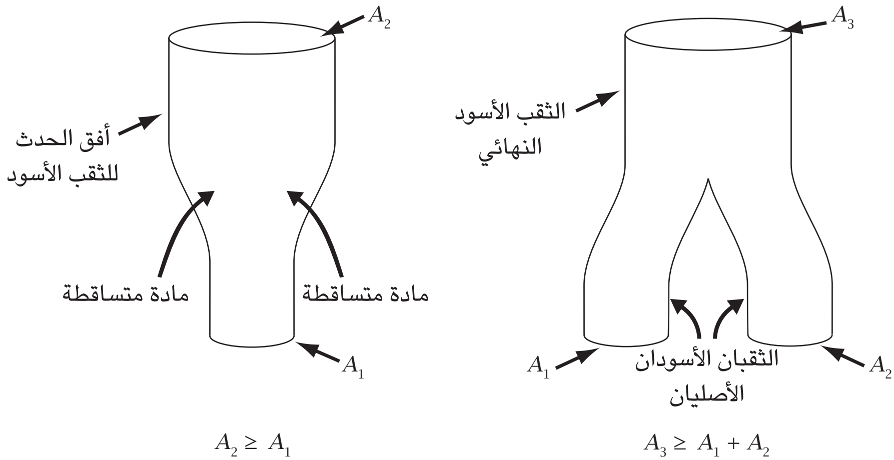
القانون الأول لميكانيكا الثقوب السوداء

$$\delta E = \frac{\kappa}{8\pi}\delta A + \Omega\delta J + \Phi\delta Q$$

القانون الأول للديناميكا الحرارية

$$\delta E = T\delta S + P\delta V$$

ويزداد التشابه مع الديناميكا الحرارية من خلال ما يُسمى «القانون الأول لميكانيكا الثقوب السوداء»، الذي يربط بين التغير في كتلة الثقب الأسود والتغير في مساحة أفق الحدث، وكذلك التغير في زخمه الزاوي وشحنته الكهربية. يمكننا مقارنة هذا بالقانون



شكل ١-١٦: عندما نُلقي بمادةٍ داخل ثقب أسود، أو نسمح بدمج ثقبين أسودين معًا، فإن المساحة الكلية لأفقَي الحدث لن تقلَّ أبدًا.

الأول للديناميكا الحرارية، الذي نحصل منه على مقدار التغير في الطاقة الداخلية بدلالة التغير في الإنتروبيا والتأثير الخارجي على النظام. ونُلاحظ أنه إذا كانت مساحة أفق الحدث تُناظر الإنتروبيا، فإن الكمية المناظرة لدرجة الحرارة هي ما يُسمى بالجاذبية السطحية للثقب الأسود κ، وهي مقياس لشدة مجال الجاذبية المؤثر على أفق الحدث، بل يزداد التشابه مع الديناميكا الحرارية من خلال ما يُسمى بـ «القانون الصفري لميكانيكا الثقوب السوداء»، الذي ينص على أن الجاذبية السطحية واحدةٌ في كل مكان في أفق الحدث لثقبٍ أسود لا يؤثِّر عليه الزمن.

القانون الصفري لميكانيكا الثقوب السوداء

قيمة κ ثابتة في كل مكان في أفق الحدث لثقبٍ أسود لا يؤثِّر عليه الزمن.

القانون الصفري للديناميكا الحرارية

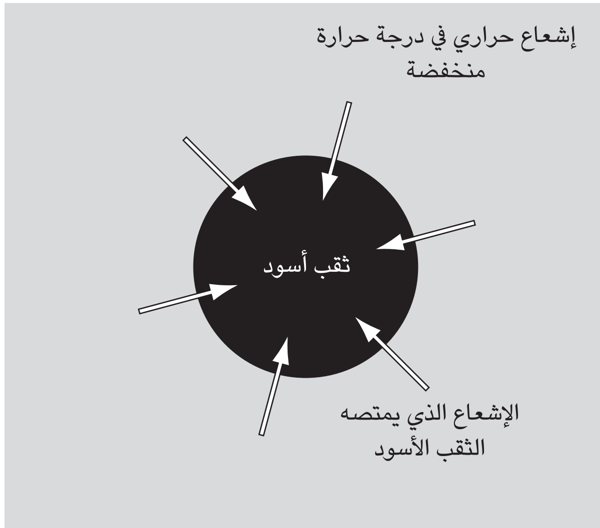
قيمة T ثابتة في كل مكان في نظام في حالة اتزان حراري.

قدَّم بيكينشتاين (عام ١٩٧٢)، مدفوعًا بأوجه التشابه هذه، طرحًا مُفاده أن أحد مضاعفات مساحة أفق الحدث هو في الواقع نفس قيمة إنتروبيا الثقب الأسود، واقترح نسخةً معمَّمة من القانون الثاني، وهي أن مجموع إنتروبيا الثقب الأسود هذا وإنتروبيا المادة خارج الثقوب السوداء لن يقلَّ أبدًا.

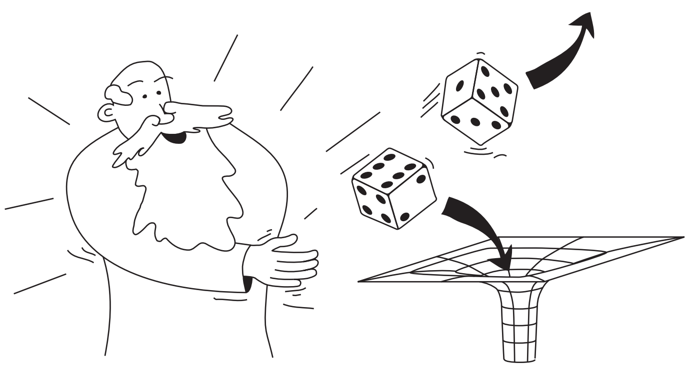
القانون الثاني المعمَّم

$$\delta(S + cA) \geq 0$$

لكنَّ طرحَه لم يكن قويًّا متسِقًا. فلو كان للثقوب السوداء إنتروبيا تتناسب طرديًّا مع مساحة الأفق، فلا بد أن يكون لها أيضًا درجة حرارة لا صفرية مُتناسبة طرديًّا مع جاذبية السطح. تخيَّلْ ثقبًا أسودَ على اتصال بإشعاعٍ حراري في درجة حرارة أقل من درجة حرارة الثقب الأسود (انظر الشكل ١-١٧)؛ حينها سيمتص الثقب الأسود بعضًا من الإشعاع، لكن لن ينبعث منه أيُّ شيء للخارج؛ لأنه، حسب النظرية الكلاسيكية، لا يمكن لأي شيء أن يخرج من الثقب الأسود. لذلك يحدث تدفُّق حراري من الإشعاع الحراري المنخفض الحرارة إلى الثقب الأسود ذي درجة الحرارة الأعلى. هذا يخرق القانون الثاني المعمَّم؛ لأن مقدار خسارة الإنتروبيا من الإشعاع الحراري سيكون أكبر من مقدار الزيادة في إنتروبيا الثقب الأسود. بيدَ أن التناسق قد عاد — كما سنرى في محاضرتي القادمة — عندما اكتُشف أن الثقوب السوداء تُطلِق إشعاعًا حراريًّا تمامًا. وهذه نتيجةٌ رائعة للغاية لدرجة أنها تنفي احتمالية كَوْنها مجرد مصادفة أو مقاربة؛ لذلك يبدو أن الثقوب السوداء تحتوي فعليًّا على إنتروبيا جذبية داخلية. وكما سأوضح، يتعلق ذلك بالطوبولوجيا غير الهيِّنة للثقب الأسود. ويعني وجود إنتروبيا داخلية أن الجاذبية تُضيف قدرًا إضافيًّا من انعدام القدرة على التنبؤ، يزيد من عدم التيقُّن المصاحب عادةً لنظرية الكم؛ ومن ثَم فقد أخطأ أينشتاين حين قال إن «الرب لا يلعب النرد.» إن دراسة الثقوب السوداء لا تُشير فحسب إلى أن الرب يلعب النرد، بل إنه أحيانًا يضعنا في حيرة بأن يُلقيَ النرد حيث لا يمكننا رؤيته (انظر الشكل ١-١٨).



شكل ١-١٧: سيمتص الثقب الأسود الذي يكون على اتصال بإشعاعٍ حراري بعضًا من هذا الإشعاع، ولكن لا يمكن، حسب النظرية الكلاسيكية، أن ينبعث منه أَيٌّ شيء للخارج.



شكل ١-١٨

الفصل الثاني

بنية المتفردات الزمكانية

آر بنروز

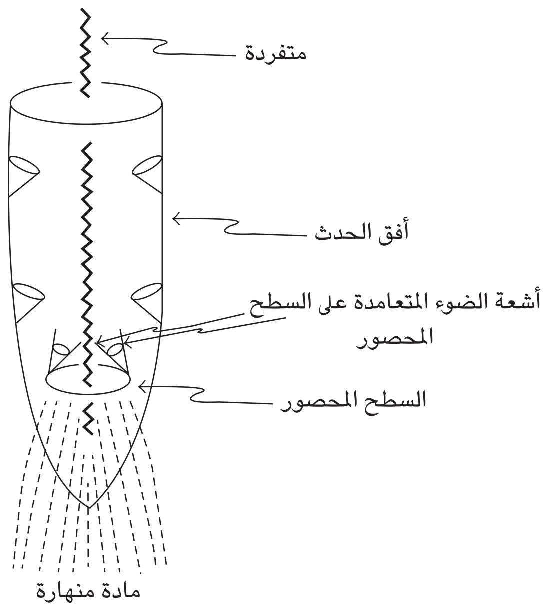
في المحاضرة الأولى، استعرض ستيفن هوكينج مبرهنات المتفردات. والمضمون الأساسي لهذه المبرهنات هو أنه في الظروف الفيزيائية المعقولة (العامة)، لا بد من توقُّع وجود متفردات. لكن لا تُخبرنا تلك المبرهنات أيَّ شيء عن طبيعة تلك المتفردات أو أماكن وجودها. ومن ناحيةٍ أخرى، تتسم المبرهنات بأنها عامة جدًّا. ولذلك فمن الطبيعي أن نتساءل عن الشكل الهندسي لمتفردة الزمكان. عادةً ما يُفترض أن السِّمة التي تميِّز المتفردات هي تباعُد الانحناء، لكن هذا ليس ما تعنيه بالضبط مبرهنات المتفردات بحدِّ ذاتها.

تحدُث المتفردات في الانفجار الكبير، وفي الثقوب السوداء، وفي الانسحاق العظيم (الذي يمكن النظر إليه باعتباره اتحادًا للثقوب السوداء)، كما قد تظهر أيضًا على هيئة متفردات مجردة ظاهرة للعيان. وفي سياقٍ متصل مع هذا التساؤل، تأتي «الرقابة الكونية»؛ وهي الفرضية القائلة بأن هذه المتفردات المجردة ليس لها وجود.

ولشرح فكرة الرقابة الكونية، دعوني أسترجع معكم لمحةً من تاريخ هذا الموضوع. كان أول مثال واضح لحل معادلات أينشتاين لوصف الثقب الأسود هو سحابة الغبار المنهارة التي طرحها أوبنهايمر وسنايدر عام ١٩٣٩. توجد نقطةٌ متفردة داخل الثقب الأسود، لكن لا يمكن رؤيتها من الخارج؛ إذ يُحيط به أفق الحدث، وهذا الأفق هو السطح الذي لا يمكن للأحداث الموجودة داخله إرسال أي إشارات عبره للخارج إلى اللانهائية.

كان من المُغْري الاعتقادُ بأن هذه الصورة شاملة؛ أي أنها تمثِّل الانهيار الجذبي العام. بيدَ أن نموذج أوبنهايمر وسنايدر يتميز بتناظرٍ خاص (وتحديدًا، تناظر كُروي)، وليس واضحًا إن كان بالفعل يمثِّل الانهيار الجذبي العام أم لا.

ولصعوبة حل معادلات أينشتاين بشكلٍ عام، يبحث المرء بدلًا من ذلك عن الخواص العامة التي تُشير إلى وجود المتفردات. على سبيل المثال، يتضمن نموذج أوبنهايمر–سنايدر سطحًا محصورًا، مساحته تقلُّ على طول أشعة الضوء المتعامدة عليه في الأصل (انظر الشكل ٢-١).



شكل ٢-١: نموذج أوبنهايمر–سنايدر لسحابة الغبار المنهارة، ويُظهِر سطحًا محصورًا.

قد يُحاول المرء إثبات أن وجود سطح محصور يدل على وجود متفردة (وكانت هذه أول مبرهنة للمتفردات تمكَّنت من إثباتها، على أساس افتراضات سببية معقولة، ولكن من دون افتراض وجود تناظر كروي. انظر بنروز ١٩٦٥). ويمكن للمرء أيضًا استنباط

نتائج مُشابهة عن طريق افتراض وجود مخروط ضوئي تقاربي (هوكينج وبنروز ١٩٧٠؛ يحدث ذلك عندما تبدأ كلُّ أشعة الضوء، المنبعثة في اتجاهات مختلفة من نقطةٍ ما، في التقارب بعضها نحو بعض في زمنٍ لاحق).

وقد لاحظ ستيفن هوكينج مبكرًا جدًّا (١٩٦٥) أنه يمكن للمرء أيضًا أن يقلب طرحي الأصلي على مقياسٍ كوني؛ أي أن يطبِّقه على وضعٍ معكوس زمنيًّا. عندئذٍ يُشير السطح المعكوس المحصور إلى أنه كانت توجد متفردة في الماضي (ما يكوِّن افتراضاتٍ سببيةً مناسبة). والآن أصبح السطح المحصور (المعكوس زمنيًّا) كبيرًا جدًّا؛ كَوْنه بمقياسٍ كوني.

نحن مُهتمون هنا بالأساس بفهم وضع الثقب الأسود. نعرف أنه لا بد من وجود متفردة في مكانٍ ما، لكن لكي يصبح لدينا ثقبٌ أسود علينا أن نبيِّن أنه مُحاط بأفق حدث. وهذا هو بالضبط ما تؤكِّده فرضيةُ الرقابة الكونية؛ إذ تنصُّ بالأساس على أنه لا يمكننا رؤية المتفردة ذاتها من الخارج. وهي تُشير تحديدًا إلى أنه توجد منطقةٌ ما، لا يمكنها إرسال الإشارات إلى اللانهائية في الخارج. والحد المحيط بهذه المنطقة I هو أفق الحدث. يمكننا أيضًا تطبيقُ إحدى المبرهنات التي ذكرها ستيفن في محاضرته على هذا الحد، حيث إن أفق الحدث هو حدُّ ماضي اللانهائية الصفرية المستقبلية؛ ولذلك فإننا نعرف أن هذا الحد:

- لا بد أن يكون سطحًا صفريًّا عندما يكون أملس، وتولِّده القِطع الجيوديسية الصفرية.
- يتضمن قطعةً جيوديسية صفرية لا نهاية لها في المستقبل، تنشأ من كل نقطة لا تكون عندها ملساء.

وأن:

- مساحة المقاطع العرضية المكانية لا يمكن أبدًا أن تقلَّ بمرور الزمن.

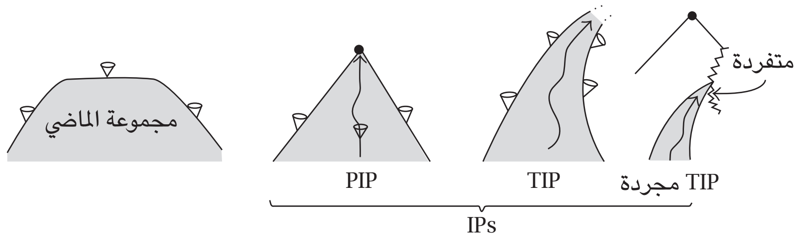
وقد ثبت أيضًا بالفعل أن الحدَّ المستقبلي التقاربي لهذا الزمكان هو زمكان على مترية «كير» (إزرائيل ١٩٦٧، وكارتر ١٩٧١، وروبنسون ١٩٧٥، وهوكينج ١٩٧٢). وهذه نتيجةٌ مهمة جدًّا؛ إذ إن مترية كير هي حلٌّ دقيق جدًّا ورائع لمعادلات أينشتاين للفراغ. ويرتبط ذلك أيضًا بمسألة إنتروبيا الثقوب السوداء. وسوف أرجع إلى ذلك في الواقع في محاضرتي القادمة (الفصل الرابع).

وعليه، فإن ما لدينا بالتأكيد هو تشابهٌ نوعي مع حل أوبنهايمر–سنايدر، مع بعض التعديلات، مِثل أننا ننتهي إلى حل كير بدلًا من حل شفارتسشيلد، لكنها اختلافاتٌ طفيفة. ويظل الأمر في جوهره مُتشابهًا.

لكن أساس الجدل هنا هو فرضية الرقابة الكونية. والرقابة الكونية في الواقع مهمة جدًّا؛ إذ تعتمد النظرية بالكامل عليها، ومن دونها قد نرى أشياءَ مريعة بدلًا من أن نرى ثقبًا أسود. لذلك علينا بالفعل أن نسأل أنفسنا عما إذا ما كانت صحيحة أم لا. منذ عهدٍ بعيد ظننتُ أن هذه الفرضية قد تكون خاطئة، وحاولتُ مرارًا إيجاد أمثلة مضادَّة تبيِّن عدم صحتها. (زعَم ستيفن هوكينج يومًا أن أحد أقوى إثباتات صحة فرضية الرقابة الكونية هو أنني قد فشلت في محاولة إثبات أنها خاطئة، لكنني أعتقد أن هذه حجةٌ ضعيفة!)

أودُّ مناقشة الرقابة الكونية في سياق أفكار معيَّنة متعلقة بنقاطٍ مثالية في الزمكان (وتعود هذه الأفكار إلى بحثَي: سيفرت ١٩٧١، وجيروش وكرونهيمر وبنروز ١٩٧٢). الفكرة الأساسية هي أنه علينا تضمين «نقاط متفردة» و«نقاط عند اللانهائية»، أي «النقاط المثالية»، في الزمكان. بدايةً، دعوني أشرح لكم مفهوم «مجموعة الماضي غير القابلة للتفريق»، وتُسمى اختصارًا IP. المقصود هنا بـ «مجموعة الماضي» هو المجموعة التي تتضمَّن ماضيها نفسه، والمقصود بـ «غير القابلة للتفريق» هو أنه لا يمكن فصلُها إلى مجموعتَي ماضٍ لا تحتوي أيٌّ منهما على الأخرى. توجد مبرهنة تُخبرنا بإمكانيةِ وصفِ أيٍّ من مجموعات الماضي غير القابلة للتفريق هذه بأنها ماضي منحنًى شِبه زمني ما (انظر الشكل ٢-٢).

يوجد نوعان من مجموعات IP: مجموعة الماضي «الأصلية» غير القابلة للتفريق (وتُسمى *proper* IP، أو PIP اختصارًا)، وهي تمثِّل ماضي نقطة معينة في الزمكان. ومجموعة الماضي «الأخيرة» غير القابلة للتفريق، (وتُسمى *terminal* IP، أو TIP اختصارًا)، وهي لا تمثِّل ماضي نقطة فعلية في الزمكان، بل تمثِّل النقاط المثالية المستقبلية. علاوةً على ذلك، يمكننا تمييزُ هذا النوع الأخير (TIP) بناءً على ما إذا كانت هذه النقاط المثالية واقعة «عند اللانهائية» (حيث يوجد في هذه الحالة منحنًى شِبه زمني يولِّد مجموعة الماضي غير القابلة للتفريق ذات طول أصلي لا نهائي)، ومن ثَم تكون «TIP لا نهائية»؛ أو كانت «متفردة» (حيث يكون لكل منحنًى شِبه زمني مولِّد لها طولٌ أصلي محدود)، ومن ثَم تكون «TIP متفردة». وبالطبع يمكن تطبيق كل هذه المبادئ بالمثل على مجموعات المستقبل بدلًا



شكل ٢-٢: مجموعات الماضي، ومجموعات الماضي «الأصلية» غير القابلة للتفريق (PIP)، ومجموعات الماضي «الأخيرة» غير القابلة للتفريق (TIP).

من مجموعات الماضي. وفي هذه الحالة يُصبح لدينا «مجموعة المستقبل غير القابلة للتفريق» (وتُسمى اختصارًا IF)، مقسَّمة إلى مجموعة المستقبل «الأصلية» غير القابلة للتفريق (PIF)، ومجموعة المستقبل «الأخيرة» غير القابلة للتفريق (TIF)، التي تنقسم بدورها إلى «TIF لا نهائية»، و«TIF متفردة». دعوني ألفت انتباهكم أيضًا إلى أنه لكي يكون كلُّ ذلك ممكنًا، علينا افتراض أنه لا توجد منحنياتٌ شِبه زمنية مغلقة، وفي الواقع يوجد شرطٌ أضعف قليلًا: أنه لا يمكن لنقطتين أن يكون لهما نفس المستقبل ونفس الماضي.

كيف يمكننا إذن أن نَصف المتفردات المجردة وفرضية الرقابة الكونية في هذا الإطار؟ أولًا: لا ينبغي لفرضية الرقابة الكونية أن تستبعد الانفجار الكبير (وإلا سيشكِّل ذلك مشكلةً كبيرة للمتخصصين في دراسة علم الكونيات). حسنًا، الأشياء دومًا ما تخرج من الانفجار الكبير ولا تسقط نحوه أبدًا. لذلك، قد نُحاول تعريف المتفردة المجردة باعتبارها شيئًا يمكن للمنحنى شِبه الزمني الدخولُ فيه وكذلك الخروج منه؛ ومن ثَم تُحَل مشكلة الانفجار الكبير تلقائيًّا؛ إذ لا يُعتبر متفردةً مجردة ظاهرة للعيان. في هذا الإطار يمكننا تعريفُ مجموعة ماضٍ أخيرة «مجردة» غير قابلة للتفريق باعتبارها مجموعةً متضمَّنة داخل مجموعة ماضٍ أصلية غير قابلة للتفريق. وهذا بالأساس تعريفٌ منحصر في المستوى المحلي، أي إنه لا يتطلب أن يكون الراصد عند اللانهائية. ويتَّضح أن استبعاد مجموعة الماضي الأخيرة المجردة (بنروز ١٩٧٩) سيؤدي إلى نفس الوضع في الزمكان لو استبدلنا «الماضي» بـ «المستقبل» في هذا التعريف (أي استبعاد مجموعة المستقبل الأخيرة المجردة غير القابلة للتفريق). والفرضية القائلة بأن مجموعة الماضي الأخيرة المجردة

هذه (أو على نحوٍ مُكافئ، مجموعة المستقبل) لا تظهر في الزمكان العام تُسمى فرضية «الرقابة الكونية القوية». ومعناها البديهي هو أن النقطة المتفردة (أو نقطة اللانهائية) — وهي مجموعة الماضي الأخيرة غير القابلة للتفريق التي نتحدث عنها — لا يمكن ببساطةٍ أن «تظهر» فحسب وسط زمان مكاني بحيث تكون «مرئية» من نقطة محدودة ما، التي هي ذروة مجموعة الماضي الأصلية غير القابلة للتفريق والتي نبحث عنها. من المنطقي أنه ليس على الراصد أن يكون عند اللانهائية؛ لأنه في زمانٍ مكاني معيَّن قد لا نعرف ما إذا كان يوجد لا نهائية فعليًّا أم لا. بالإضافة إلى ذلك، إذا حدث خرقٌ لفرضية الرقابة الكونية القوية، يمكننا، في زمنٍ محدود، أن نرصد جُسيمًا يسقط بالفعل في متفردة، حيث لا تكون قوانين الفيزياء قائمةً (أو بدلًا من ذلك يصل إلى اللانهائية، وهو أمرٌ يكاد يكون بنفس الدرجة من السوء). يمكننا أيضًا التعبير عن فرضية «الرقابة الكونية الضعيفة» بهذا الأسلوب: كلُّ ما علينا فعله هو أن نستبدل مجموعة الماضي الأصلية غير القابلة للتفريق PIP بمجموعة الماضي الأخيرة غير القابلة للتفريق «TIP اللانهائية».

تنطوي فرضية الرقابة الكونية القوية على أن الزمكان العام الذي يحتوي على المادة، ويخضع لمعادلات الحالة المنطقية (الفراغ، على سبيل المثال)، يمكن أن يتضمن أيضًا زمكانًا خاليًا من المتفردات المجردة (مجموعات الماضي الأخيرة غير القابلة للتفريق، المتفردة المجردة). يتضح أن استبعاد مجموعات الماضي الأخيرة المجردة تلك يُكافئ الزائدية العامة (بنروز ١٩٧٩)، أو أن الزمكان هو كامل مجال اعتمادية سطح «كوشي» (جيروش ١٩٧٠). وتجدر الإشارة هنا إلى أن صياغة الرقابة الكونية القوية بهذا الشكل مُتناظرة بوضوح في الزمن: يمكننا التبديل ما بين المستقبل والماضي لو بدَّلنا ما بين مجموعات الماضي غير القابلة للتفريق ومجموعات المستقبل.

عمومًا، نحتاج إلى شروطٍ إضافية لاستبعاد «الصواعق»؛ وما نعنيه بالصواعق هو متفردات تصل إلى اللانهائية الصفرية مُدمِّرةً الزمكان في طريقها (قارِن بشكل ٧، بنروز ١٩٧٨). ولا ينتهك ذلك الرقابة الكونية كما ذُكِر؛ إذ توجد أشكالٌ أقوى من الرقابة الكونية تتولى ذلك (بنروز ١٩٧٨، الشرط CC4).

دعونا إذن نرجع إلى السؤال حول ما إذا كانت الرقابة الكونية حقيقيةً أم لا. بدايةً، دعونا نُشِرْ إلى أنها في الغالب ليست حقيقيةً في الجاذبية الكمية. تحديدًا، تؤدي الثقوب السوداء المتفجِّرة (التي سيشرحها ستيفن هوكينج باستفاضة لاحقًا) إلى أوضاع فيها — على ما يبدو — خرقٌ للرقابة الكونية.

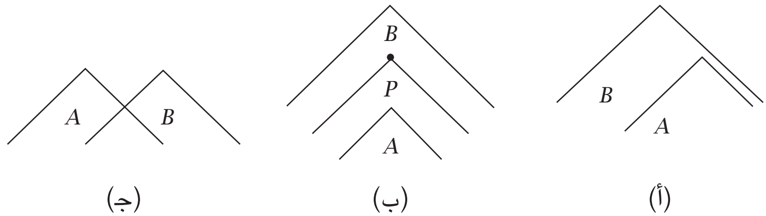
في النسبية العامة الكلاسيكية، ثَمة نتائج متنوعة في الاتجاهين. في إحدى محاولاتي لدحض الرقابة الكونية، استنبطتُ بعض التباينات التي يمكن أن تتحقق إذا ما كانت الرقابة الكونية حقيقيةً (بنروز ١٩٧٣). وقد ظهر أنها بالفعل حقيقية (جيبونز ١٩٧٢). ويبدو أن هذا يدعم الفكرة القائلة بأن شيئًا مِثل الرقابة الكونية ينبغي أن يتحقق. على الجانب السلبي توجد بعضُ الأمثلة الخاصة (التي تخرق شرطَ العمومية)، وبعض البراهين الرقمية السطحية التي تُواجَه بالعديد من الانتقادات. إلى جانب ذلك، توجد بعض المؤشرات التي وصلت إلى علمي مؤخرًا — في الواقع ذكرها لي جاري هورُويتز بالأمس فقط — على أن بعض التباينات التي ذكرتها للتوِّ لا تتحقق إذا كانت قيمة الثابت الكوني موجبةً. ودائمًا ما اعتقدتُ أنا شخصيًّا أن قيمة الثابت الكوني ينبغي أن تكون صفرًا، لكن سيكون من المُثير للاهتمام جدًّا لو وجدنا أن الرقابة الكونية تعتمد على كَوْنه، مثلًا، غير موجب. تحديدًا، قد تكون ثَمة علاقةٌ مُثيرة بين طبيعة المتفردات وطبيعة اللانهائية. تكون اللانهائية شِبه مكانية إذا كانت قيمة الثابت الكوني موجبة، وصفرية إذا كانت قيمته صفرًا. في المقابل نجد أحيانًا أن المتفردات شِبه زمنية (وهو ما يعني أنها مجردة؛ أي أنها تخرق شرط الرقابة الكونية)، إذا كانت قيمة الثابت الكوني موجبة، لكن ربما لا يمكن للمتفردات أن تكون شِبه زمنية (أي تحقق شرط الرقابة الكونية) إذا كانت قيمة الثابت صفرًا.

ولكي نُناقش طبيعة المتفردات شِبه الزمنية وشِبه المكانية، دعوني أشرح لكم العلاقات السببية بين مجموعات الماضي غير القابلة للتفريق. بتعميم السببية بين النقاط، يمكننا القول إن مجموعة الماضي غير القابلة للتفريق A تسبق المجموعة B سببيًّا، إذا كانت $A \subset B$، وA تسبق B في التسلسل الزمني إذا كانت توجد نقطةٌ ما P من نوع مجموعات الماضي الأصلية غير القابلة للتفريق، بحيث إن $A \subset P \subset B$. ونقول إن A وB منفصلتان على نحوٍ شِبه مكاني إذا لم تكن إحداهما تسبق الأخرى سببيًّا (انظر الشكل ٢-٣).

ومن ثَم يمكن التعبير عن الرقابة الكونية القوية بالقول إن المتفردات العامة لا تكون شِبه زمنية أبدًا. يمكن للمتفردات شبه الزمنية (أو الصفرية) أن تكون من النوع الماضي أو المستقبلي؛ ولذلك فإنه لو تحقَّق شرط الرقابة الكونية القوية، فتُصنَّف حينها المتفردات إلى فئتَين:

(P) النوع الماضي، وتحدِّده مجموعات المستقبل الأخيرة غير القابلة للتفريق.

(F) النوع المستقبلي، وتحدِّده مجموعات الماضي الأخيرة غير القابلة للتفريق.



شكل ٢-٣: العلاقات السببية بين مجموعات الماضي غير القابلة للتفريق: (أ) A يسبق B سببيًّا. (ب) A يسبق B في التسلسل الزمني. (ج) A وB منفصلان على نحوٍ شِبه مكاني.

وبإمكان المتفردات المجردة الظاهرة للعيان دمجُ الاحتمالين معًا في احتمالٍ واحد؛ إذ إن المتفردة المجردة يمكن أن تكون مجموعة ماضٍ أخيرة غير قابلة للتفريق ومجموعة مستقبل أيضًا في آنٍ واحد؛ لذلك فإن انفصال هاتين الفئتين هو في الحقيقة نتاج الرقابة الكونية. ومن الأمثلة النمطية على الفئة F المتفردات في الثقوب السوداء والانسحاق العظيم (إن وُجد) وعلى الفئة P الانفجار الكبير، وربما الثقوب البيضاء (إن كان لها وجود). وفي الواقع، لا أعتقد أن الانسحاق سيحدث (وذلك لأسبابٍ فكرية سأتطرَّق إليها في محاضرتي الأخيرة)، كما أن وجود الثقوب البيضاء أبعد احتمالًا بكثير بسبب عدم خضوعها للقانون الثاني للديناميكا الحرارية.

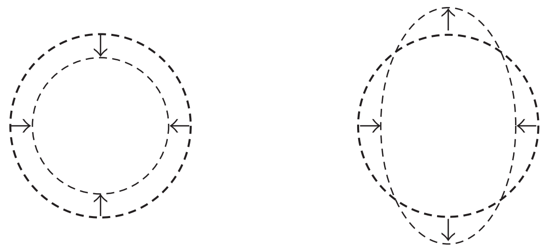
ربما أن كلا نوعَي المتفردات يحقِّقان قوانينَ مختلفة تمامًا. وربما لا بد لقوانين الجاذبية الكمية لكلٍّ منهما أن تكون مختلفة تمامًا. أظن أن ستيفن هوكينج يختلف معي في تلك النقطة (ستيفن: «نعم!»)، لكنني أرى أن ما يأتي يُثبت صحة هذا الطرح:

(١) القانون الثاني للديناميكا الحرارية.

(٢) مشاهدات المراحل الأولى من عمر الكون (ومثال على ذلك مشاهدات «مستكشف الخلفية الكونية» COBE)، التي تُشير إلى أنه كان منتظمًا تمامًا.

(٣) وجود الثقوب السوداء (المرصودة افتراضيًّا).

استنادًا إلى النقطتين (١) و(٢)، يمكن القول بأن متفردة الانفجار الكبير كانت منتظمة للغاية، ومن النقطة (١) يمكننا القول بأنها خالية من الثقوب البيضاء (حيث إن



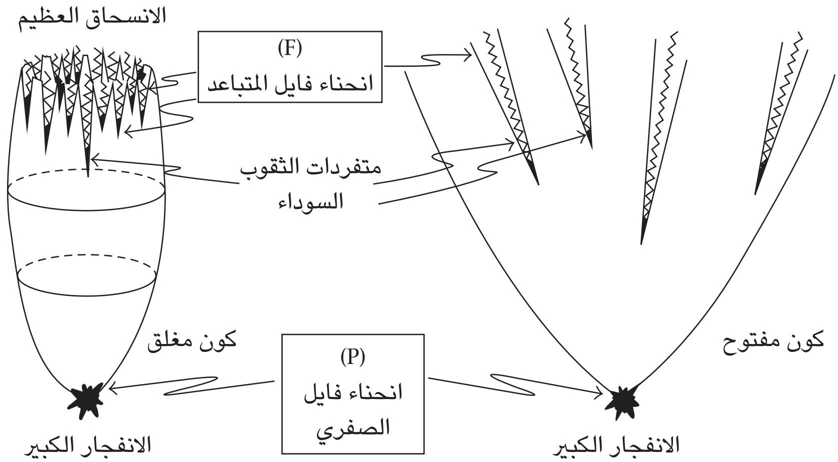
شكل ٢-٤: التأثير التسارعي لانحناء الزمكان: (أ) التشوه المدِّي بفعل انحناء فايل. (ب) انخفاض الحجم بفعل انحناء ريتشي.

الثقوب البيضاء تخرق بشدةٍ القانون الثاني للديناميكا الحرارية)؛ ومن ثَم فإنه لا بد أن تخضع متفردات الثقوب السوداء (٣) لقوانين مختلفة جدًّا. ولوصف هذا الاختلاف على نحوٍ أكثر دقة، تذكَّر أن انحناء الزمكان يصفه موتِّر ريمان R_{abcd}، الذي هو مجموع موتِّر فايل C_{abcd} (الذي يصف التشوه المدِّي، وهو يحفظ الحجم ويُبقيه في الرتبة الأولى)، وجزء مُكافئ لموتِّر ريتشي R_{ab} (مضروبًا في العنصر المتري g_{cd}، وأسسه مشفرة على نحوٍ مناسب)، وهو يصف التشوهات التي تقلِّل الحجم (انظر الشكل ٢-٤).

في النماذج الكونية القياسية (التي أتى بها فريدمان، ولومِتر، وروبرتسون، ووكَر. انظر على سبيل المثال بحث ريندلر ١٩٧٧)، يظهر أن الانفجار الكبير به موتِّر فايل المندثر. (وتوجد أيضًا فكرة مضادَّة لذلك، أثبتها آر بي إيه سي نيومان، تقول إن الكون الذي يحتوي على متفردةٍ أولية من نوعٍ منتظم تمامًا، وموتِّر فايل المندثر، لا بد أن يكون كونًا خاضعًا لمترية فريدمان-لومِتر-روبرتسون-ووكر، في حال تحققِ معادلات الحالة المُلائمة. انظر نيومان ١٩٩٣.) على الجانب الآخر، لمتفردات الثقوب السوداء والبيضاء (في الحالة العامة) موتِّر فايل متباعد. ويشير هذا إلى الآتي:

فرضية انحناء فايل

- المتفردات من النوع الأوَّلي (P) مقيَّدة بأن يكون لها موتِّر فايل المندثر.
- المتفردات من النوع النهائي (F) ليست مقيَّدة.



شكل ٢-٥: فرضية انحناء فايل: المتفردات الأولية (الانفجار الكبير) مقيَّدة بأن يكون لها انحناء فايل المندثر، بينما في المتفردات النهائية فمن المتوقَّع لانحناء فايل أن يكون متباعدًا.

ويتفق ذلك كثيرًا مع ما يمكننا ملاحظته؛ فلو كان الكون مغلقًا لكان موتِّر فايل للمتفردة النهائية (الانسحاق العظيم) متباعدًا، وفي الكون المفتوح يكون للثقوب السوداء المتكوِّنة موتِّر فايل متباعدًا أيضًا (انظر الشكل ٢-٥).

وما يدعم هذه الفرضية أكثر هو حقيقة أن شرط الكون الأولي كان أملسَ بدرجةٍ كبيرة وخاليًا من الثقوب البيضاء يُقلل فضاء الطور في المراحل الأولى من عمر الكون بمُعامل يُقدَّر على الأقل بما يأتي:

$$10^{10^{123}}$$

(هذا الرقم هو حجم فضاء الطور المسموح لثقبٍ أسود مكوَّن من 10^{80} باريون، بناءً على صيغة بيكينشتاين-هوكينج لإنتروبيا الثقوب السوداء — بيكينشتاين ١٩٧٢، هوكينج ١٩٧٥ — ويحتوي الكون على نفس القدر من المادة، على الأقل.)

إذن، لا بد من وجود قانون يفرض حدوثَ هذه النتيجة غير المرجَّحة! وعلى فرضية انحناء فايل أن تقدِّم لنا قانونًا من هذا القبيل.

أسئلة وأجوبة

سؤال: هل تعتقد أن الجاذبية الكمية تستبعد المتفردات؟

جواب: لا أعتقد أن الأمر هكذا بالضبط؛ فلو كان كذلك لكان الانفجار الكبير قد أتى نتيجة مرحلة انهيار سابقة. وعلينا حينها أن نتساءل كيف لهذه المرحلة السابقة أن يكون لها مستوى إنتروبيا منخفض إلى هذا الحد. من شأن هذه الصورة أن تمحوَ فرصتنا الفُضْلى لتفسير القانون الثاني. إضافةً لذلك، لا بد في هذه الحالة أن تكون متفردات الأكوان المنهارة والمتمددة مرتبطةً بعضها ببعض بشكلٍ ما، لكن يبدو أن لها أشكالًا هندسية مختلفة تمامًا. إن وجود نظرية حقيقية للجاذبية الكمية ينبغي أن يستبدل مفهومنا الحالي حول الزمكان عند المتفردة، ومن شأنه أن يمنحنا طريقةً واضحة ونهائية للتحدث عما نسمِّيه المتفردة في النظرية الكلاسيكية. لا يُفترض أن يكون ببساطة زمكانًا غير متفرد، بل شيئًا مختلفًا كليًّا.

الفصل الثالث

الثقوب السوداء الكمية

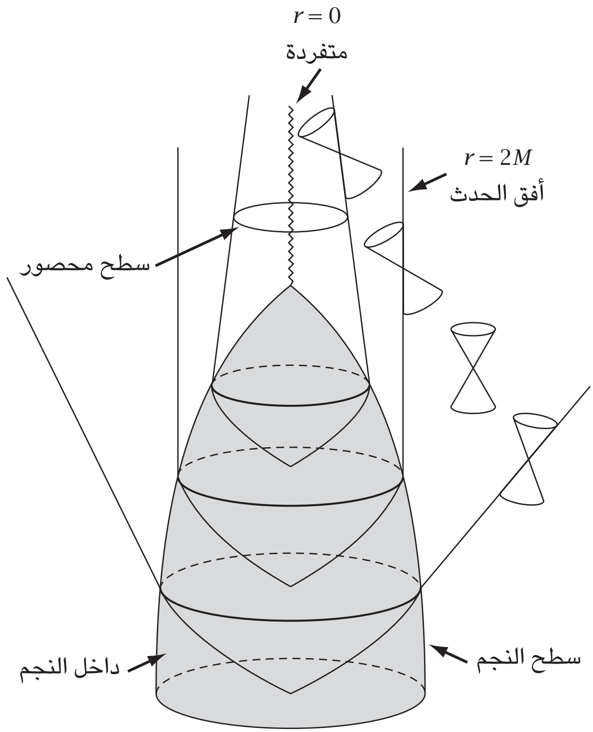
إس دبليو هوكينج

سأتحدَّث في محاضرتي الثانية عن النظرية الكمية للثقوب السوداء. ويبدو أنها تؤدي إلى تفاقم مشكلة عدم القدرة على التنبؤ في الفيزياء، بما يتخطَّى عدم التيقُّن المعتاد المرتبط بميكانيكا الكم؛ وهذا لأنه يبدو أن الثقوب السوداء لها إنتروبيا داخلية، وأنها تفقد البيانات الموجودة في منطقتنا من الكون. يتعيَّن أن أقول إن هذه الادعاءات محلُّ خلاف؛ فكثيرٌ من أولئك الذين يدرسون الجاذبية الكمية — بما في ذلك تقريبًا كل من دخلوا إليها عن طريق مجال فيزياء الجسيمات — سيرفضون فورًا فكرة أن البيانات المتعلقة بالحالة الكمية للنظام يمكن أن تُفقَد، لكنهم لم ينجحوا إلا بقدرٍ ضئيل جدًّا في إظهار كيف يمكن للبيانات أن تخرج من الثقب الأسود. وأعتقد أنهم في النهاية سيكونون مُجبَرين على تقبُّل ادعائي بأنها تُفقَد، تمامًا كما أُجبروا على الموافقة على أن الثقوب السوداء تبعث الإشعاع، وقد كان ذلك مخالفًا لكل تصوراتهم السابقة.

سأبدأ بتذكيركم بالنظرية الكلاسيكية للثقوب السوداء. رأينا في المحاضرة السابقة أن الجاذبية دائمًا تكون جاذبة، على الأقل في الأوضاع الطبيعية. فلو كانت الجاذبية أحيانًا جاذبة وأحيانًا أخرى طاردة، مثل الديناميكا الكهربية، فما كنا لنُلاحظها مطلقًا؛ لأنها ستكون أضعف بمقدار 10^{40} مرة. والسبب الوحيد في أنه يمكن لقوة الجاذبية بين جسيمات جسمين مرئيين بالعين المجردة — مثل البشر والكرة الأرضية مثلًا — أن تُنتج قوةً يمكننا الشعور بها، هو أن للجاذبية نفسَ الإشارة دائمًا.

إن حقيقة أن الجاذبية قوةٌ جاذبة تعني أنها ستميل إلى جذب المادة الموجودة في الكون بعضها نحو بعض، مكوِّنةً أجرامًا مثل النجوم والمجرات، وهذه الأجرام يمكنها البقاء لمدة ومقاومة الانضغاط أكثر بفعل الضغط الحراري — في حالة النجوم — أو بفعل الدوران والتحركات الداخلية — في حالة المجرات — لكن في النهاية ستنهزم الحرارة أو الزخم الزاوي، وسيبدأ الجسم في الانكماش. إذا كانت الكتلة أقل من كتلة الشمس بنحو مرة ونصف، يمكن وقف الانضغاط من خلال الضغط الناشئ عن انخفاض مستويات الطاقة في الإلكترونات والنيوترونات، وسينتهي المطاف بالجِرم لأن يُصبح نجمًا قزمًا أبيضَ أو نجمًا نيوترونيًّا، على الترتيب. لكن لو كانت الكتلة أكبر من هذا الحد، فلا يوجد شيء يمكنه إبقاؤها متماسكةً ومنعها من الاستمرار في الانضغاط. وبمجرد انكماشها حتى تصل إلى حجم حرج معيَّن، سيصبح مجال الجاذبية على سطح الكتلة قويًّا جدًّا، حتى إن المخاريط الضوئية ستنحني نحو الداخل، كما هو موضَّح في الشكل ٣-١. كنت أودُّ أن أرسم لكم صورةً رباعية الأبعاد، لكن القيود التي تفرضها الحكومة على المصروفات أدَّت إلى عدم قدرة جامعة كامبريدج على تحمُّل تكاليف أكثر من شاشاتٍ ثنائية الأبعاد؛ ومن ثَم فقد مثَّلت الزمن بالاتجاه الرأسي، واستخدمت الرسم المنظوري لإظهار اتجاهَين من الاتجاهات المكانية الثلاثة. يمكنكم ملاحظة أنه حتى أشعة الضوء المنبعثة ينحني بعضها نحو بعض؛ ومن ثَم فإنها تتقارب بدلًا من أن تتباعد. هذا يعني أنه يوجد سطحٌ محصور مغلق، وهو أحد الشروط الثالثة البديلة التي تتضمنها نظرية هوكينج-بنروز.

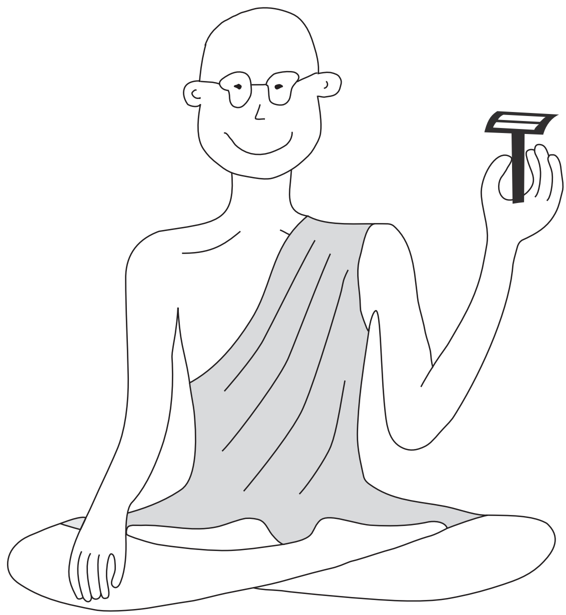
إذا كانت حدسية الرقابة الكونية صحيحةً، فمن غير الممكن رؤية السطح المحصور، والمتفردة التي يتنبأ بوجودها، من على بُعد؛ ومن ثَم لا بد من وجود منطقة في الزمكان لا يمكن لشيءٍ الخروج منها إلى اللانهائية، وهذه المنطقة يُقال إنها ثقبٌ أسود، وحدُّها يُسمى أفق الحدث، وهو سطحٌ صفري ينشأ بفعل أشعة الضوء التي تفشل في الإفلات إلى اللانهائية. وكما رأينا في المحاضرة السابقة، لا يمكن لمساحة القطع العرضي لأفق الحدث أن تنخفض أبدًا، حسب النظرية الكلاسيكية على الأقل. ويشير ذلك، بالإضافة إلى حسابات الاضطراب في الانهيار الكُروي، إلى أن الثقوب السوداء سينتهي بها الأمر إلى حالةٍ مستقرة. وتُشير مبرهنة اللاشعر، التي برهنت عليها الأعمال المجمَّعة لكل من إزرائيل وكارتر وروبنسون، وأنا، إلى أن الثقوب السوداء الوحيدة المستقرة وسط غياب حقول المادة هي حلول كير. وهي تتميز بعاملين: الكتلة M، والزخم الزاوي J. وقد



شكل ٣-١: صورة توضِّح الزمكان أثناء انهيار نجم ليكوِّن ثقبًا أسود، ويظهر فيها أفق الحدث وسطحٌ محصور مغلق.

وسَّع روبنسون مبرهنة اللاشعر لتشمل حالة وجود مجال كهرومغناطيسي. وقد أضاف ذلك عاملًا ثالثًا هو Q، الذي يرمز إلى الشحنة الكهربية (انظر ٣-٢). ولم تثبت مبرهنة اللاشعر فيما يخص مجال يانج-ميلز، لكن الفرق الوحيد على ما يبدو هو إضافة عدد صحيح واحد أو أكثر، يمثِّل مجموعةً منفصلة من الحلول غير المستقرة. ويمكن إثبات أنه لم يَعُد ثَمة المزيد من درجات الحرية المتصلة لثقوب أينشتاين-يانج-ميلز السوداء غير المرتبطة بالزمن.

وما تبيِّنه مبرهنة اللاشعر هو أن كميةً ضخمة من المعلومات تُفقَد عند انهيار جسم ليُكوِّن ثقبًا أسود، ويوصف الجسم المنهار بعددٍ كبير جدًّا من العوامل، من هذه العوامل أنواع المادة، والعزوم المتعددة الأقطاب لتوزيع الكتلة؛ بيدَ أن الثقب الأسود الذي يتكوَّن يكون غيرَ معتمد إطلاقًا على نوع المادة، ويفقد بسرعةٍ كلَّ العزوم المتعددة الأقطاب، عدا الاثنين الأولين: العزم الأحادي القطب، وهو الكتلة؛ والعزم الثنائي القطب، وهو الزخم الزاوي.



شكل ٣-٢: **مبرهنة اللاشعر:** توصف الثقوب السوداء المستقرة من خلال كتلتها M، وزخمها الزاوي J، وشحنتها الكهربية Q.

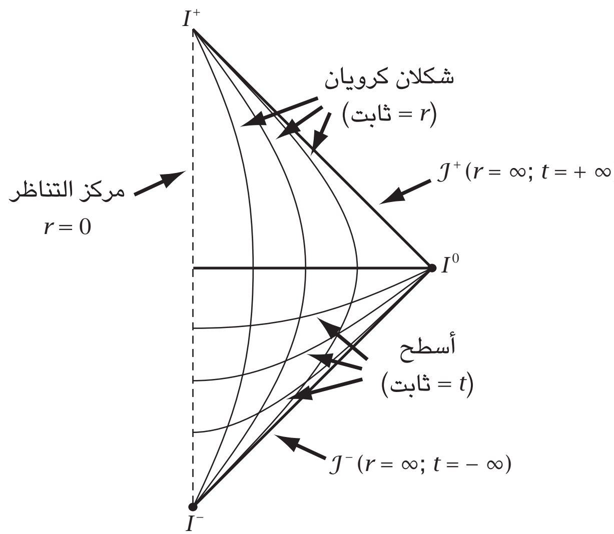
ولم يكن فقد المعلومات هذا ذا أهمية حقيقية في النظرية الكلاسيكية. يمكننا القول إن كل المعلومات المتعلقة بالجسم المنهار ما زالت داخل الثقب الأسود، وسيكون من الصعب جدًّا على المُراقب خارج الثقب الأسود أن يحدِّد الحالة التي كان عليها الجسم المنهار قبل

انهياره، لكن الأمر كان لا يزال ممكنًا — من حيث المبدأ — في النظرية الكلاسيكية؛ فلن يغيب الجسم المنهار عن نظر المُراقب أبدًا، بل سيبدو وكأنه يتباطأ ويخفت بشدة مع اقترابه من أفق الحدث، لكن يظل بإمكان المُراقب أن يرى ماهيته وتوزيع الكتلة فيه، إلا أن نظرية الكم جاءت لتغيِّر كلَّ ذلك. أولًا: يُرسل الجسم المنهار عددًا محدودًا فقط من الفوتونات قبل عبوره أفق الحدث، وستكون غير كافية بالمرة لنقل كل المعلومات المتعلقة بالجسم المنهار. ويعني هذا أنه في نظرية الكم لا يمكن للمُراقب في الخارج أن يقيس حالة الجسم المنهار. قد نعتقد أن ذلك لن يشكِّل أهميةً كبيرة؛ لأن المعلومات ستظل داخل الثقب الأسود حتى لو لم نستطع قياسها من الخارج. لكن هنا يأتي دور التأثير الثاني لنظرية الكم في الثقوب السوداء. كما سأوضِّح لكم، سوف تؤدي نظرية الكم إلى أن تبعث الثقوب السوداء الإشعاع، وتفقد بعضًا من كتلتها. يبدو أنها في نهاية المطاف سوف تختفي تمامًا حاملةً معها المعلومات التي بداخلها. وسوف أقدِّم لكم براهين على أن هذه المعلومات تُفقَد حقًّا ولا تعود بأي صورة. وكما سأوضح، سيُضيف فقدُ المعلومات هذا مستوًى جديدًا من عدم التيقن في الفيزياء يفوق عدمَ التيقن المعتاد المصاحب لنظرية الكم. ومع الأسف، وعلى خلاف مبدأ عدم التيقن لهايزنبرج، فإن هذا المستوى الإضافي من عدم التيقن سيكون إثباته تجريبيًّا أمرًا صعبًا في حالة الثقوب السوداء، ولكن، كما سأوضِّح في محاضرتي الثالثة (الفصل الخامس)، بطريقةٍ ما ربما نكون قد رصدناه بالفعل في قياسات الاضطرابات في إشعاع الخلفية الميكروي.

اكتُشفت حقيقة أن نظرية الكم تؤدي إلى انبعاث الإشعاع من الثقوب السوداء للمرة الأولى من خلال تطبيق نظرية المجال الكمي على خلفية ثقب أسود تكوَّن إثر عملية انهيار. ولفهم كيف يحدث ذلك، من المفيد أن نستخدم ما تُسمى عادةً مخططات بنروز، لكنني أعتقد أن بنروز نفسه سيتفق معي على أنها في الواقع يُفترض أن تُسمى مخططات كارتر؛ لأن كارتر كان أول من استخدمها على نحوٍ منهجي. في الانهيار الكُروي، لن يعتمد الزمكان على الزاويتين θ وϕ، بل إن التغيرات الهندسية كلها ستحدث في المستوى $r-t$. ولأن أيَّ مستوًى ثنائي الأبعاد يُوازي فضاءً مسطحًا، يمكننا تمثيلُ البِنية السببية بمخططٍ تكون فيه الخطوط الصفرية الواقعة في المستوى $r-t$ عند زاوية $\pm 45^\circ$ من الرأسي.

دعونا نبدأ بفضاء منكوفسكي المسطَّح، الذي يتخذ شكل مخطَّط كارتر-بنروز، وهو عبارة عن مثلَّث يقف على أحد رءوسه (انظر الشكل ٣-٣). الضلعان القُطريان على الجانب

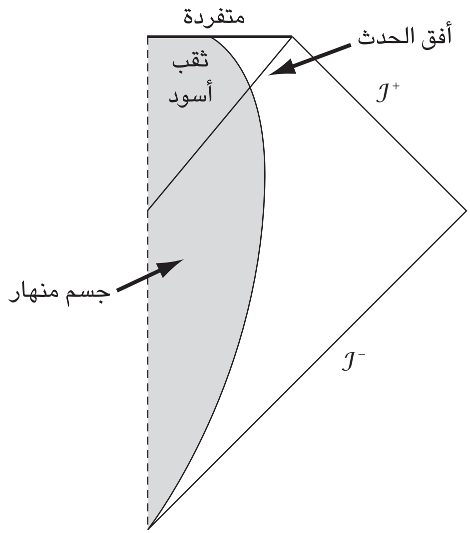
الأيمن يمثِّلان اللانهائية الصفرية الماضية واللانهائية الصفرية المستقبلية اللتين أشرتُ إليهما في محاضرتي الأولى. وهما بالفعل في اللانهائية، لكن كل المسافات تنكمش بفعل عامل مُتوازٍ مع الاقتراب من اللانهائية الصفرية الماضية أو اللانهائية الصفرية المستقبلية. كلُّ نقطة على هذا المثلث تمثِّل كرتين نِصفُ قُطْر كلٍّ منهما r. و$r = 0$ على الخط الرأسي إلى اليسار، الذي يمثِّل مركز التماثل، و$r \to \infty$ على الجانب الأيمن من المخطط.



شكل ٣-٣: مخطط كارتر-بنروز لفضاء منكوفسكي.

وبالنظر إلى المخطط يمكننا بسهولةٍ ملاحظةُ أن كل نقطة في فضاء منكوفسكي تقع في ماضي اللانهائية الصفرية المستقبلية $\mathcal{I}^+$. وهذا يعني أنه لا وجود لثقبٍ أسود ولا أفق حدث. لكن لو كان لدينا جسمٌ كُروي ينهار، فسيختلف المخطط (انظر الشكل ٣-٤)؛ فهو يبدو كما هو في الماضي، لكن الآن أصبح الطرف العلوي من المثلث مقطوعًا، وحلَّ محلَّه نطاقٌ أفقي. هذه هي المتفردة التي توقَّعتها مبرهنة هوكينج-بنروز. بإمكاننا الآن ملاحظة وجود نقاط تحت هذا الخط الأفقي، ليست في ماضي اللانهائية الصفرية

المستقبلية $\mathcal{I}^+$. وبعبارةٍ أخرى، يوجد ثقبٌ أسود. وأفق الحدث، أي حد الثقب الأسود، هو خطٌّ قُطري يمتدُّ من الركن أعلى اليمين ويُلاقي الخط الرأسي الذي يمثِّل مركز التناظر.



شكل ٣-٤: مخطط كارتر-بنروز لنجمٍ ينهار ليكوِّن ثقبًا أسود.

يمكننا أن نعتبر أنه يوجد مجالٌ قياسي ϕ أمام هذه الخلفية. لو كان الزمكان غير معتمد على الزمن، لكان حلُّ المعادلة الموجية التي تضمَّنت تردداتٍ موجبةً فقط على $\mathcal{I}^-$ له ترددٌ موجب أيضًا على $\mathcal{I}^+$. وسيعني ذلك أنه لن يكون ثَمة إنتاج للجسيمات، ولن يكون ثَمة جسيماتٌ خارجة على $\mathcal{I}^+$ إذا لم يكن ثَمة جسيمات قياسية في البداية.

لكن الفضاء المتري يعتمد على الزمن أثناء الانهيار. وسيؤدي هذا إلى أن يصبح الحل المتمثِّل في ترددٍ موجب على $\mathcal{I}^-$ ترددًا سالبًا جزئيًّا عند وصوله إلى $\mathcal{I}^+$. ويمكننا حساب هذا الخلط عن طريق أخذ موجة ذات اعتماد على الزمن مقداره $e^{-i\omega u}$ على $\mathcal{I}^+$ وجعلها تنتشر إلى الوراء عائدةً إلى $\mathcal{I}^-$. وعندما نفعل ذلك، نجد أن الجزء من الموجة الذي يمرُّ بالقرب من الأفق يكون مُنزاحًا بشدةٍ نحو الأزرق. والمُدهِش أنه يتضح أن عملية الخلط

تكون مستقلة عن تفاصيل عملية الانهيار في حدود الأزمنة المتأخرة. وهي تعتمد فقط على الجاذبية السطحية κ التي تقيس شدة مجال الجاذبية على أفق الثقب الأسود. ويؤدي خلط الترددات الموجبة والسالبة إلى إنتاج الجسيمات.

حين بدأت دراسةُ هذا التأثير للمرة الأولى عام ١٩٧٣، توقَّعت أن أجد طفرة في الانبعاث أثناء عملية الانهيار، وبعدها يخفُت تخليقُ الجسيمات، ويتبقى لدينا ثقبٌ أسود شديد السواد. لكن المفاجأة تمثَّلت في أنني وجدت أنه بعد حدوث طفرة أثناء الانهيار، استمرَّ تخليق الجسيمات بمعدلٍ ثابت، وكذلك استمر الانبعاث. علاوةً على ذلك، كان الانبعاث حراريًّا تمامًا، وكانت درجة حرارته $\frac{\kappa}{2\pi}$، وكان ذلك هو المطلوب تمامًا لجعل فكرة أن الثقب الأسود له إنتروبيا تتناسب مع مساحة أفق الحدث الخاص به متسِقة. إضافةً لذلك فقد أدَّى إلى إبقاء قيمة ثابت التناسب عند ربع بوحدات بلانك، حيث $G = c = \hbar = 1$. ويؤدي ذلك إلى أن تكون وحدة المساحة 10^{-66} سنتيمترًا مربعًا؛ ومن ثَم فإن الثقب الأسود الذي تبلغ كتلتُه نفسَ كتلة الشمس ستكون الإنتروبيا فيه من الدرجة 10^{78}. ومن شأن هذا أن يعكس العدد الهائل من الطُّرق التي يمكن تكوينه بها.

الإشعاع الحراري للثقب الأسود

درجة الحرارة T تُساوي $\frac{\kappa}{2\pi}$

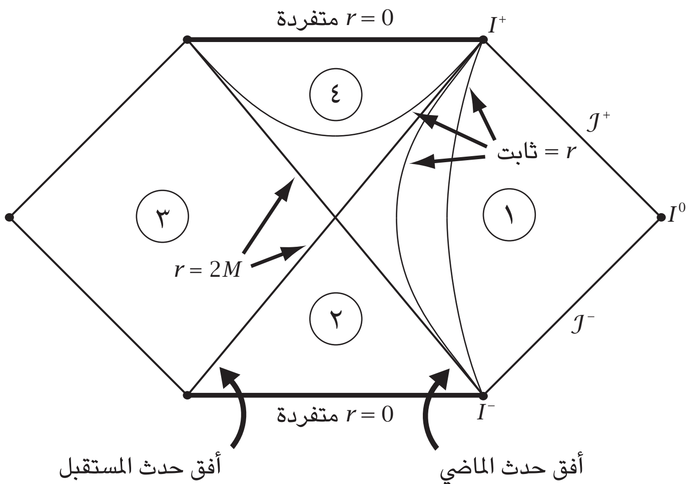
الإنتروبيا S تُساوي $\frac{1}{4}A$

عند اكتشافي الأول لانبعاث الإشعاع من الثقوب السوداء، بدا أشبه بالمعجزة أن تؤدي عمليةٌ حسابية معقَّدة إلى انبعاثٍ حراري تمامًا، إلا أن الأعمال المشتركة بيني وبين جيم هارتل وجاري جيبونز كشفت عن السبب الأصلي. ولشرحه سأبدأ بمثال مترية شفارتسشيلد.

مترية شفارتسشيلد

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right)$$

يمثِّل هذا مجال الجاذبية الذي كان سيستقرُّ فيه الثقبُ الأسود لو لم يكن يدور. في الإحداثيات المُعتادة r وt توجد نقطةٌ متفردة واضحة عند نصف قطر شفارتسشيلد $r = 2M$، لكنَّ السبب في هذا ليس سوى اختيار إحداثيات غير مناسبة. بإمكاننا اختيار إحداثيات أخرى يكون الفضاء المتري فيها مُنتظمًا.



شكل ٣-٥: نموذج كارتر–بنروز لثقبٍ أسود أبدي، حسب شفارتسشيلد.

إن نموذج كارتر–بنروز يتخذ شكل الماسة، بوجهين عُلوي وسفلي مسطَّحين (انظر الشكل ٣-٥). وهو مقسَّم إلى أربعة أجزاء بفعل السطحين الصفريين، حيث $r = 2M$. المنطقة على الجانب الأيمن، المُشار إليها بالرقم (١) على الرسم، هي الفضاء المسطح تقاربيًّا حيث يُفترض أن نكون، وله لا نهائياتٌ صفرية ماضية ومستقبلية $\mathcal{I}^-$ و$\mathcal{I}^+$ مثل الزمكان المسطَّح. ويوجد جزءٌ آخر مسطَّح تقاربيًّا (٣) على الجانب الأيسر، يبدو أنه مُناظر لكَونٍ آخر متصل بكوننا عبر ثقب دودي. لكنه، كما سنرى، متصل في الحقيقة بمنطقتنا عبر زمن تخيُّلي. إن السطح الصفري الممتد من أسفل اليسار إلى أعلى اليمين هو النطاق المحيط بالمنطقة التي يمكننا الإفلات منها إلى اللانهائية على الجانب الأيمن؛ ولذلك

فإنه أفق الحدث المستقبلي، ويوصف بأنه مستقبلي لتمييزه عن أفق الحدث الماضي الممتد من أسفل اليمين إلى أعلى اليسار.

دعونا الآن نَعُد إلى مترية شفارتسشيلد في الإحداثيات الأصلية r وt. لو افترضنا أن $t = i\tau$، نحصل على فضاءٍ متري محدَّد موجب. وسأشير إلى مِثل ذلك الفضاء المتري المحدد الموجب باعتباره إقليديًّا، رغم أنه قد يكون منحنيًا. ومرةً أخرى توجد نقطةٌ متفردة واضحة عند $r = 2M$ في مترية شفارتسشيلد الإقليدية. لكن يمكننا تحديد إحداثي قُطري جديد x بأنه $4M(1 - 2Mr^{-1})^{\frac{1}{2}}$.

مترية شفارتسشيلد الإقليدية

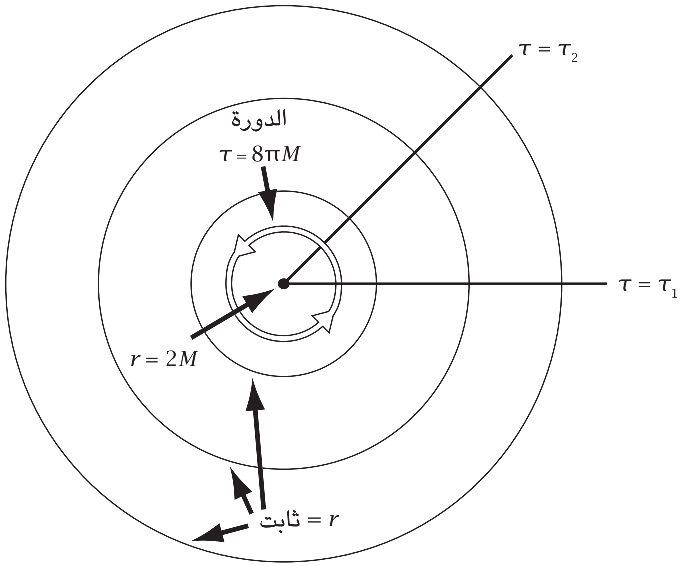
$$ds^2 = x^2\left(\frac{d\tau}{4M}\right)^2 + \left(\frac{r^2}{4M^2}\right)^2 dx^2 + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right)$$

وإذا ما حدَّدنا للإحداثي τ الدورة $8\pi M$، يصبح النظام المتري في المستوى $x - \tau$ شبيهًا بنقطة الأصل في الإحداثيات القطبية. وبالمثل يصبح للأنظمة المترية الإقليدية الأخرى للثقوب السوداء متفرداتٌ واضحة على أفق الحدث، يمكن إزالتُها عن طريق تحديد أن إحداثي الزمن التخيلي دورته $\frac{2\pi}{\kappa}$ (انظر الشكل ٣-٦).

إذن ما المَغزى من وجود زمن تخيلي محدَّد بالدورة β؟ لمعرفة ذلك، انظر السعة اللازمة للانتقال من تكوين مجالي ϕ_1 على السطح t_1 إلى تكوين آخر ϕ_2 على السطح t_2، وسيُمثَّل ذلك بعنصر المصفوفة $e^{-iH(t_2-t_1)}$. لكن يمكننا أيضًا تمثيل هذه السعة في صورة تكامل المسار على جميع الحقول ϕ بين t_1 وt_2 التي تتوافق مع الحقلَين المعطَيَين ϕ_1 وϕ_2 على السطحين (انظر الشكل ٣-٧).

نختار الآن أن يكون الفرق الزمني $(t_2 - t_1)$ تخيليًّا بالكامل، ويُساوي β (انظر الشكل ٣-٨)، كما نُساوي المجال الأولي ϕ_1 بالمجال النهائي ϕ_2، ونحسب المجموع على أساس الحالات كلها ϕ_n. على الجانب الأيسر، لدينا القيمة المتوقَّعة $e^{-\beta H}$ مجموعة على جميع الحالات، وهذه هي دالة تجميع المستويات في الديناميكا الحرارية، Z، عند درجة الحرارة $T = \beta^{-1}$.

في الطرف الأيمن من المعادلة، لدينا تكامل المسار. نُساوي ϕ_1 بـ ϕ_2، ونحسب المجموع على جميع التكوينات المجالية ϕ_n. هذا يعني أننا نحسب تكامل المسار على

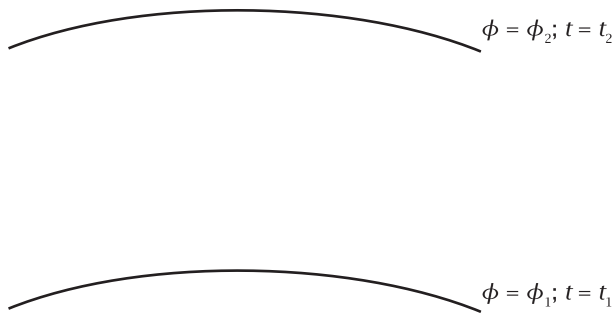


شكل ٣-٦: حل شفارتسشيلد الإقليدي، حيث τ يُعرَّف دوريًّا.

جميع المجالات ϕ في زمكانٍ محدَّد دوريًّا في اتجاه الزمن التخيلي بالدورة β؛ ومن ثَم فإن دالة تجميع المستويات للمجال ϕ عند درجة حرارة T مُعطاة بتكامل المسار على جميع المجال في زمكانٍ إقليدي. هذا الزمكان يكون دوريًّا في اتجاه الزمن التخيلي، ومحدَّد بالدورة $\beta = T^{-1}$.

بحساب تكامل المسار في الزمكان المستوي، المحدد بالدورة β في اتجاه الزمن التخيلي، نحصل على النتيجة المعتادة لدالة تجميع المستويات الخاصة بإشعاع الأجسام السوداء. لكن، كما رأينا للتَّو، حل شفارتسشيلد الإقليدي دوريٌّ أيضًا في الزمن التخيلي المحدَّد بالدورة $\frac{2\pi}{\kappa}$. ويعني هذا أن المجالات في خلفية شفارتسشيلد ستتصرف كما لو كانت في حالةٍ حرارية عند درجة حرارة $\frac{\kappa}{2\pi}$.

تُفسر السمة الدورية للزمن التخيلي السببَ في أن العملية الحسابية المعقَّدة لخلط الترددات أدَّت إلى ظهور إشعاع حراري تمامًا، لكن عملية الاشتقاق هذه تجنَّبت مشكلة



$$\langle \phi_2, t_2 \mid \phi_1, t_1 \rangle = \langle \phi_2 \mid \exp(-iH(t_2 - t_1)) \mid \phi_1 \rangle$$
$$= \int D[\phi]\, \exp(iI[\phi])$$

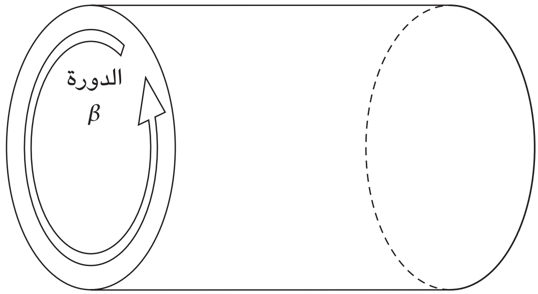
شكل ٣-٧: السعة اللازمة للانتقال من الحالة ϕ_1 على t_1 إلى الحالة ϕ_2 على t_2.

الترددات العالية جدًّا التي تُساهم في عملية خلط الترددات، كما يمكن تطبيقها أيضًا عند وجود تفاعلات بين المجالات الكمية في الخلفية. إن حقيقة أن تكامل المسار يحدث في خلفيةٍ دورية تدل على أن جميع الكميات الفيزيائية، مِثل القيم المتوقَّعة، ستكون حرارية. وهو أمرٌ كان سيصعب جدًّا تحقيقه في عملية خلط الترددات.

ويمكننا مدُّ نطاق هذه التفاعلات لتشمل التفاعلات مع مجال الجاذبية نفسه؛ إذ نبدأ بمقياس للخلفية g_0، مثل مترية شفارتسشيلد الإقليدية، التي هي حلٌّ لمعادلات المجال الكلاسيكية. ويمكننا عندئذٍ توسيع النشاط I في متسلسلة القوى في الاضطرابات δg حول g_0:

$$I[g] = I[g_0] + I_2(\delta g)^2 + I_3(\delta g)^3 + \ldots$$

يختفي الحدُّ الخطي لأن الخلفية عبارة عن حل لمعادلات المجال. ويمكن اعتبار أن الحد التربيعي يصفُ الجرافيتونات في الخلفية، بينما الحدود التكعيبية والأعلى من ذلك تصف التفاعلات بين الجرافيتونات. تكامُل المسار على الحدود التربيعية تكاملٌ نهائي. توجد انحرافاتٌ غير قابلة لإعادة التطبيع في حلقتين في الجاذبية التامة، لكن تأثيرها يُلغى



$$t_2 - t_1 = -i\beta, \qquad \phi_2 = \phi_1$$

$$Z = \sum \langle \phi_n \mid \exp(-\beta H) \mid \phi_n \rangle$$
$$= \int D[\phi]\, \exp(-\hat{I}[\phi])$$

شكل ٣-٨: دالة تجميع المستويات عند درجة الحرارة T معطاة بتكامل المسار على جميع المجالات في زمكانٍ إقليدي محدَّد بالدورة $\beta = T^{-1}$ في اتجاه الزمن التخيلي.

بالفرميونات في نظريات الجاذبية الفائقة. ليس معروفًا إن كانت نظريات الجاذبية الفائقة تشمل انحرافات في ثلاث حلقات أو أكثر؛ لأنه لم يتحلَّ أحدٌ بالشجاعة الكافية أو الطيش الكافي ليجرِّب إجراء العملية الحسابية. تُشير بعض البحوث التي أُجريت مؤخرًا إلى أنها قد تكون محدودة لجميع الدرجات، لكن حتى لو كانت توجد انحرافاتٌ حلقية أعلى فستُحدِث فارقًا طفيفًا جدًّا، إلا في حالة كَوْن الخلفية منحنيةً على مقياس طول بلانك، وهو 10^{-33} سنتيمترًا.

والأكثر إثارة من الحدود ذات الدرجة الأعلى هو الحد ذو الدرجة صفر، وهو فعل مقياس الخلفية g_0:

$$I = -\frac{1}{16\pi}\int R(-g)^{\frac{1}{2}}\, d^4x + \frac{1}{8\pi}\int K(\pm h)^{\frac{1}{2}}\, d^3x.$$

إن فعل أينشتاين-هيلبرت المعتاد للنسبية العامة هو مُكامل الحجم للمنحنى القياسي R، وقيمته صفر في حلول الفراغ؛ لذا قد نتصور أن فعل حل شفارتسشيلد الإقليدي يُساوي

صفرًا، لكن يوجد أيضًا حدٌّ سطحي في الفعل، يتناسب مع تكامل K، وهو أثر الصيغة الأساسية الثانية لسطح النطاق. بإدخال هذا مع طرح الحد السطحي للفضاء المستوي، نجد أن تأثيرَ مترية شفارتسشيلد الإقليدية هو $\frac{\beta^2}{16\pi}$، حيث β هو الدورة في الزمن التخيلي عند اللانهائية؛ ومن ثَم فإن أهم ما يؤثِّر في تكامل المسار لدالة تجميع المستويات Z هو $e^{\frac{-\beta^2}{16\pi}}$:

$$Z = \sum \exp(-\beta E_n) = \exp\left(-\frac{\beta^2}{16\pi}\right).$$

وإذا ما اشتققنا $\log Z$ بالنسبة إلى الدورة β، فسنحصل على قيمة الطاقة المتوقَّعة — أو بعبارة أخرى، الكتلة — بالشكل الآتي:

$$\langle E\rangle = -\frac{d}{d\beta}(\log Z) = \frac{\beta}{8\pi}.$$

ومن ثَم نحصل من ذلك على الكتلة $M = \frac{\beta}{8\pi}$، ويُثبت ذلك صحة العلاقة بين الكتلة والدورة — أو معكوس درجة الحرارة — التي كنا نعرفها بالفعل، ولكن يمكننا الذهاب لما هو أبعد من ذلك. بالمدخلات القياسية للديناميكا الحرارية، لوغاريتم دالة تجميع المستويات يُساوي سالب الطاقة الحرة F مقسومًا على درجة الحرارة T:

$$\log Z = -\frac{F}{T}.$$

والطاقة الحرة هي الكتلة أو الطاقة زائد درجة الحرارة مضروبةً في الإنتروبيا S:

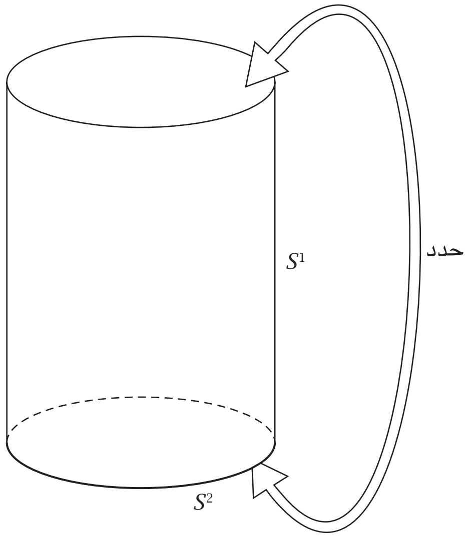
$$F = \langle E\rangle + TS.$$

وبضمِّ كلِّ ذلك معًا نجد أن فعل الثقب الأسود يُعطي مقدارًا من الإنتروبيا $4\pi M^2$:

$$S = \frac{\beta^2}{16\pi} = 4\pi M^2 = \frac{1}{4}A.$$

وهذا بالضبط ما يلزَم لجعل قوانين الثقوب السوداء مُماثلةً لقوانين الديناميكا الحرارية.

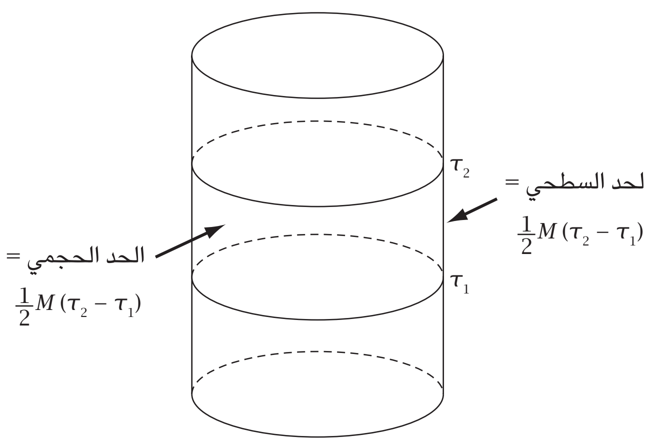
فلماذا نحصل على الإنتروبيا الجذبية الداخلية التي ليس لها مُكافئ في نظريات المجال الكمي الأخرى؟ السبب هو أن الجاذبية تسمح بظهور تكوينات مختلفة في منطوية



شكل ٣-٩: النطاق عند اللانهائية في حل شفارتسشيلد الإقليدي.

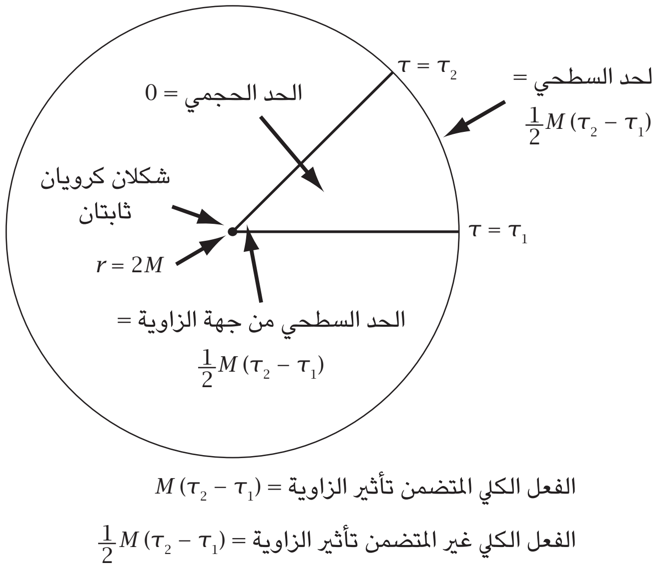
الزمكان. وفي الحالة التي نتحدث عنها هنا، يتضمن حل شفارتسشيلد الإقليدي وجود نطاق عند اللانهائية له طوبولوجيا $S^2 \times S^1$، حيث S^2 هو كرةٌ كبيرة ثنائية الأبعاد شِبه مكانية عند اللانهائية، ويمثِّل S^1 اتجاه الزمن التخيلي المحدَّد دوريًّا (انظر الشكل ٣-٩). ويمكننا ملءُ هذا النطاق بفضاءاتٍ مترية بتكوينَين مختلفين على الأقل؛ أحدهما بالطبع هو مترية شفارتسشيلد الإقليدية، وله طوبولوجيا $R^2 \times S^2$؛ أي مستوًى إقليدي ثنائي الأبعاد مضروب في كرةٍ ثنائية الأبعاد. الفضاء المتري الآخر هو $R^3 \times S^1$، وهو طوبولوجيا فضاء إقليدي مسطَّح، محدَّد دوريًّا في اتجاه الزمن التخيلي. ولهذين التكوينين عددَا أويلر مختلفان. إن عدد أويلر للفضاء المسطَّح المحدَّد بالدورة هو صفر، بينما في حالة حل شفارتسشيلد الإقليدي هو اثنان. وتكمن أهمية ذلك في الآتي: في طوبولوجيا الفضاء المسطَّح المحدَّد بالدورة، يمكننا إيجادُ دالة زمنية دورية τ لا يكون تدرجها صفرًا في أي مكان، وتتوافق مع إحداثي الزمن التخيلي على الحد عند اللانهائية؛ ومن ثَم يمكننا

حساب الفعل للمنطقة بين سطحين τ_1 وτ_2. سيكون ثَمة شيئان يُسهمان في الفعل، هما: تكاملٌ حجمي على لاجرانجية المادة، زائد لاجرانجية أينشتاين-هيلبرت؛ وحدٌّ سطحي. إذا كان الحل مستقلًّا عن الزمن، يُحذَف الحد السطحي المقسوم على $\tau = \tau_1$ مع الحد السطحي المقسوم على $\tau = \tau_2$؛ ومن ثَم فإن العامل الوحيد المؤثِّر في الحد السطحي يأتي من النطاق عند اللانهائية. ويُعطينا ذلك نصف الكتلة مضروبًا في فترة الزمن التخيلي $(\tau_2 - \tau_1)$. وإذا كانت الكتلة غير صفرية، فلا بد من وجود مجالات غير صفرية من المادة لتوجد الكتلة. ويمكننا إثباتُ أن التكامل الحجمي على لاجرانجية المادة، زائد لاجرانجية أينشتاين-هيلبرت، يُعطينا أيضًا $\frac{1}{2}M(\tau_2 - \tau_1)$؛ ومن ثَم فإن الفعل الكلي هو $M(\tau_2 - \tau_1)$ (انظر الشكل ٣-١٠). وإذا أخذنا مكون لوغاريتم دالة تجميع المستويات هذا ووضعناه في صيغة الديناميكا الحرارية، فسنجد أن قيمة الطاقة المتوقعة هي الكتلة، كما هو متوقع، ولكن قيمة الإنتروبيا الناتجة عن مجال الخلفية ستكون صفرًا.



شكل ٣-١٠: فعل الفضاء الإقليدي المسطح والمحدد بالدورة يُساوي $M(\tau_2 - \tau_1)$.

لكن في حالة حل شفارتسشيلد الإقليدي يختلف الأمر. فلما كان عدد أويلر يُساوي اثنين وليس صفرًا، فلا يمكننا إيجادُ دالة للزمن τ ميلها غير صفري في كل مكان. أقصى ما في وسعنا هو أن نختار إحداثي الزمن التخيلي لحل شفارتسشيلد، وله كرةٌ



شكل ٣-١١: الفعل الكلي لحل شفارتسشيلد الإقليدي يُساوي $\frac{1}{2}M(\tau_2 - \tau_1)$، حيث نستبعد تأثير الزاوية من $r = 2M$.

ثنائية الأبعاد ثابتة عند الأفق، حيث تتصرف الدالة τ كإحداثي زاوي. والآن إذا حسبنا الفعل بين سطحين لهما ثابت τ، يفنى التكامل الحجمي؛ لأنه لا وجود لمجالات المادة، والانحناء القياسي يُساوي صفرًا. ومرةً أخرى يُعطينا الحد السطحي K عند اللانهائية $\frac{1}{2}M(\tau_2 - \tau_1)$، بيدَ أنه لدينا الآن حدٌّ سطحي آخر عند الأفق، حيث يلتقي السطحان τ_1 وτ_2 في زاوية. ويمكننا حساب قيمة هذا الحد السطحي؛ لنجد أنه يُساوي أيضًا $\frac{1}{2}M(\tau_2 - \tau_1)$ (انظر الشكل ٣-١١)؛ ومن ثَم فإن الفعل الكلي للمنطقة المحصورة بين τ_1 وτ_2 هو $M(\tau_2 - \tau_1)$. وباستخدام هذا الفعل مع $\tau_2 - \tau_1 = \beta$، نجد أن قيمة الإنتروبيا تُساوي صفرًا. لكن إذا ما نظرنا إلى فعل حل شفارتسشيلد الإقليدي من منظورٍ رباعي الأبعاد بدلًا من $1 + 3$، نجد أنه لا يوجد سبب لتضمينِ حدٍّ سطحي على الأفق؛ لأن الفضاء المتري هناك منتظم. وباستبعاد الحد السطحي على الأفق، يقلُّ الفعل بمقدار

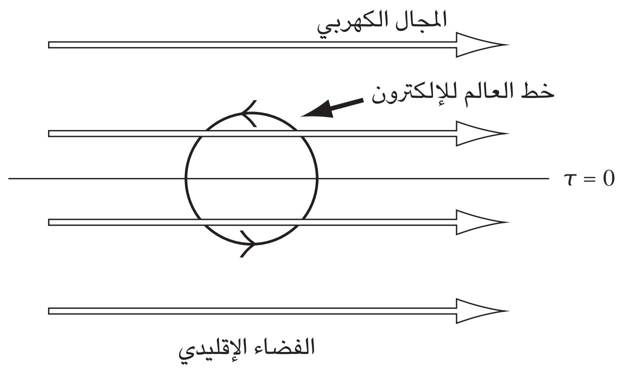
ربع مساحة الأفق، وهو ما يُساوي بالضبط مقدار الإنتروبيا الجذبية الداخلية للثقب الأسود.

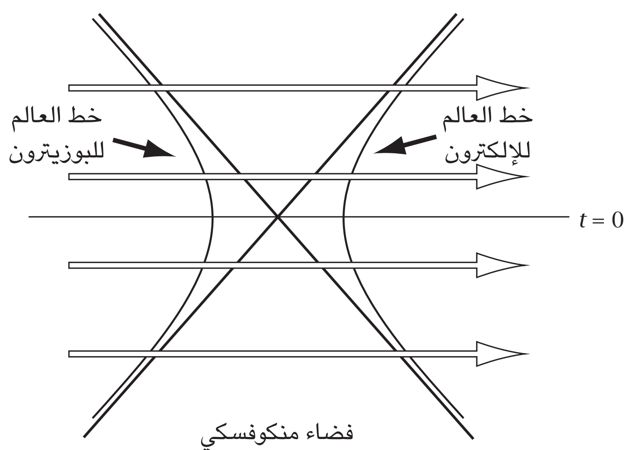
إن حقيقة أن إنتروبيا الثقوب السوداء ترتبط بلا مُتغير طوبولوجي — وهو عدد أويلر — ترجح بقوة أنها ستظل موجودة حتى لو اضطررنا إلى الانتقال إلى نظريةٍ أكثر جوهرية. تُعَد هذه الفكرة بمثابة انتهاك جائر للمبادئ من وجهة نظر أغلب علماء فيزياء الجسيمات، الذين يتسمون بأنهم فئةٌ محافظة بشدة، ويريدون جعلَ كلِّ شيء يُشبِه نظرية يانج-ميلز. يتفق هؤلاء العلماء فيما بينهم على أن الإشعاع الصادر من الثقوب السوداء يبدو حراريًّا ولا تؤثِّر عليه الكيفية التي تكوَّن بها الثقب في حال كان الثقب كبيرًا مقارنةً بطول بلانك، لكنهم يدَّعون أنه عندما يفقد الثقب الأسود بعضًا من كتلته ويتقلص في الحجم ليصل إلى حجم بلانك، تنهار النسبية العامة الكمية وقد يحدث أيُّ شيء. لكنني سأتحدث الآن عن تجربةٍ افتراضية للثقوب السوداء، يبدو فيها أن المعلومات قد فُقدت، بينما الانحناء خارج الآفاق يظل ضئيلًا دائمًا.

عُرِف منذ زمنٍ أنه يمكننا تكوين أزواج من الجسيمات المشحونة بشحناتٍ موجبة وسالبة في مجالٍ كهربي قوي. إحدى الطُّرق لفهم ذلك هي ملاحظة أنه في الفضاء الإقليدي المسطح، يتحرك جسيمٌ شحنته q — كإلكترون على سبيل المثال — في مسارٍ دائري في مجالٍ كهربي منتظم E. ويمكننا تحليليًّا الاستمرار في هذه الحركة من الزمن التخيلي τ إلى الزمن الحقيقي t؛ ومن ثَم نحصل على زوج من جُسيمين مشحونين بشحنةٍ موجبة وشحنةٍ سالبة، يتسارعان مبتعدين بعضهما عن بعض، يجذبهما المجالُ الكهربي بعيدًا بعضهما عن بعض (انظر الشكل ٣-١٢).

إن عملية تكوين زوج الجسيمات يمكن تفسيرُها بقسمة كل شكل من الشكلين إلى نصفين، عبر الخطَّين $t = 0$ و$\tau = 0$؛ ومن ثَم نضمُّ النصف العلوي من مخطَّط فضاء منكوفسكي إلى النصف السفلي من مخطَّط الفضاء الإقليدي (انظر شكل ٣-١٣). ونحصل من هذا على صورةٍ يكون فيها الجسيم الموجب الشحنة والجسيم السالب الشحنة جسيمًا واحدًا، ويمرُّ بشكلٍ نفقي عبر الفضاء الإقليدي؛ لينتقل من أحد خطوط العالم في فضاء منكوفسكي إلى خط عالم آخر. وبتقريبٍ أولي نجد أن احتمالية تكوين زوج الجسيمات هي e^{-1}، حيث إن:

الفعل الإقليدي I يُساوي $\frac{2\pi m^2}{qE}$.

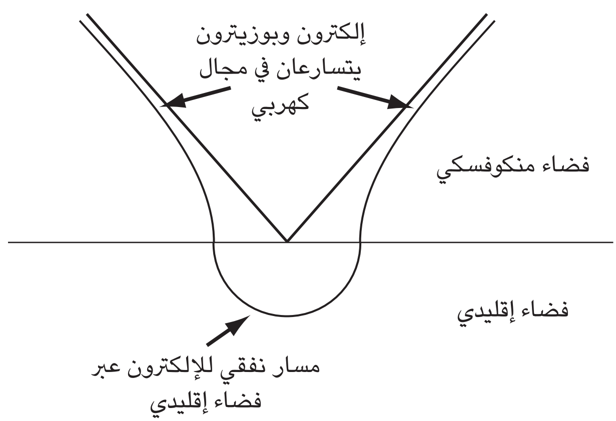




شكل ٣-١٢: في الفضاء الإقليدي، يتحرك أحدُ الإلكترونات في مسارٍ دائري في مجالٍ كهربي. أما في فضاء منكوفسكي، فلدينا زوج من الجسيمات متنافرة الشحنة، يتسارعان مبتعدين بعضهما عن بعض.

إن عملية تكوين أزواج الجسيمات بمجالات كهربية قوية قد رُصدت تجريبيًّا، ويتفق المعدل مع هذه التقديرات.

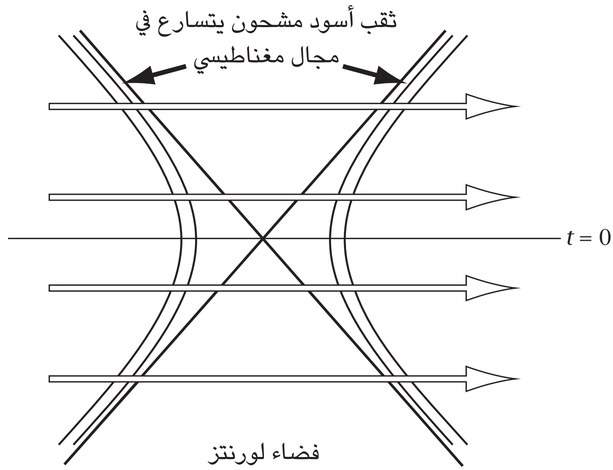
يمكن للثقوب السوداء أيضًا أن تحمل شحناتٍ كهربية؛ ومن ثَم قد نتوقع أن تتكوَّن هي أيضًا في صورة أزواج، إلا أن المعدل حينها سيكون ضئيلًا جدًّا مقارنةً بمعدل تكوين أزواج الإلكترون-البوزيترون؛ لأن نسبة الكتلة إلى الشحنة أكبر بمقدار 10^{20} مرة. وهذا يعني أنه يمكن تحديد أي مجال كهربي بتكوين زوج الإلكترون-البوزيترون، وذلك قبل وقت طويل من ظهور أي احتمالية كبيرة لتكوين الثقوب السوداء بتكوين أزواج منها، لكن توجد أيضًا حلول ثقوب سوداء بشحنات مغناطيسية. لم يكن بالإمكان لِمثل هذه الثقوب السوداء أن تنتج عن طريق انهيار الجاذبية؛ وذلك لأنه لا توجد جسيماتٌ أولية مشحونة مغناطيسيًّا، لكننا قد نتوقَّع إمكانية تكوُّنها على هيئة أزواج في مجالٍ مغناطيسي قوي. في هذه الحالة، لن يُنافسها تكوين الجسيمات العادي؛ لأن الجسيمات العادية لا تحمل شحنات مغناطيسية؛ ومن ثَم يمكن للمجال المغناطيسي أن يصبح قويًّا بما يكفي لوجود فرصة حقيقية لتكوين زوج من الثقوب السوداء المشحونة مغناطيسيًّا.



شكل ٣-١٣: توضِّح عملية تكوين أزواج الجسيمات عن طريق ضم نصف المخطط الإقليدي إلى نصف مخطط منكوفسكي.

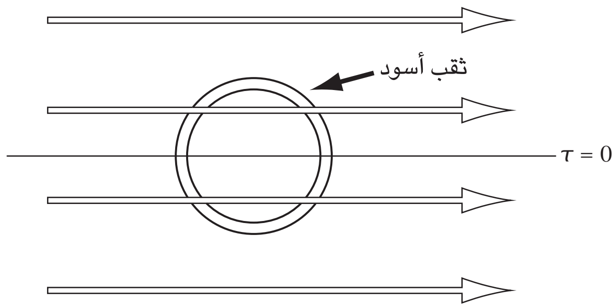
في عام ١٩٧٦ توصَّل إرنست إلى حل يمثِّل ثقبين أسودين مشحونين مغناطيسيًّا، يتسارعان مبتعدين بعضهما عن بعض في مجالٍ مغناطيسي (انظر الشكل ٣-١٤). وإذا

أكملناه تحليليًّا في الزمن التخيلي، يصبح لدينا صورة شبيهة جدًّا بصورة عملية تكوين زوج الإلكترونات (انظر الشكل ٣-١٥). يتحرك الثقب الأسود في مسارٍ دائري في فضاءٍ إقليدي مُنحنٍ، تمامًا مثل حركة الإلكترون الدائرية في الفضاء الإقليدي المسطح. ثَمة تعقيد في حالة الثقوب السوداء؛ لأن إحداثي الزمن التخيلي يكون دوريًّا عند أفق الثقب الأسود، وكذلك حول منتصف الدائرة التي يتحرك عليها الثقب الأسود. وعلينا ضبطُ نسبة الكتلة إلى الشحنة للثقب الأسود لجعل هذه الدورات مُتساوية. ويعني ذلك فيزيائيًّا أننا نختار بارامترات الثقب الأسود، بحيث تكون درجة حرارته مُساويةً لدرجة الحرارة التي يختبرها بسبب أنه يتسارع. تميل درجة حرارة الثقب الأسود المشحون مغناطيسيًّا إلى الصفر، بينما تميل الشحنة إلى الكتلة بوحدات بلانك؛ ومن ثَم ففي حالة المجالات المغناطيسية الضعيفة، أي مع التسارع الضئيل، يمكننا دائمًا أن نُطابق بين الدورات.



شكل ٣-١٤: زوج من ثقبين أسودين متنافرَي الشحنة، يتسارعان مبتعدين بعضهما عن بعض في مجالٍ مغناطيسي.

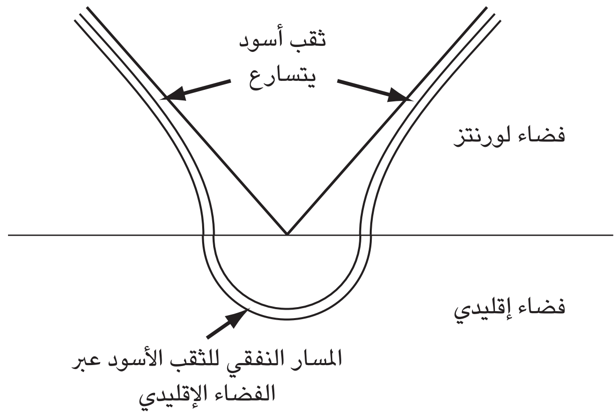
وكما في حالة عملية تكوين زوج الإلكترونات، يمكننا شرحُ عملية تكوين زوج من الثقوب السوداء بضمِّ النصف السفلي من حل الزمن التخيلي الإقليدي إلى النصف



شكل ٣-١٥: ثقبٌ أسود مشحون يتحرك في مسارٍ دائري في فضاءٍ إقليدي.

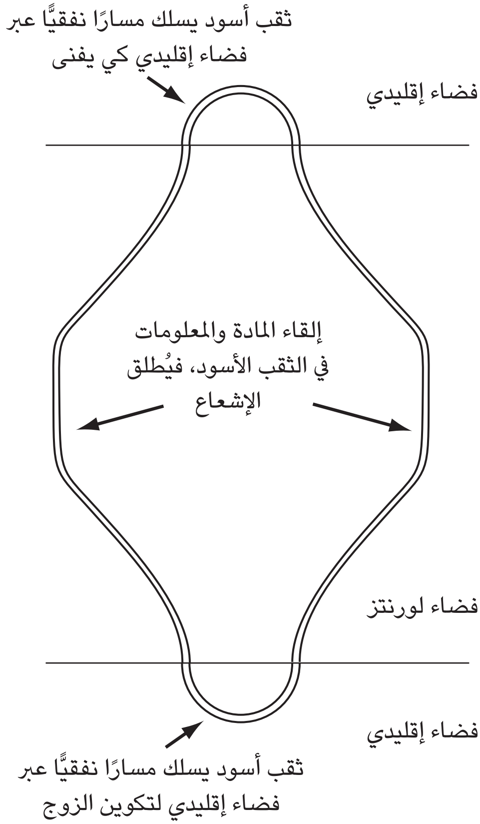
العلوي من حل لورنتز للزمن الحقيقي (انظر الشكل ٣-١٦). ويمكننا التفكير في الثقب الأسود باعتباره يمرُّ في مسارٍ نفقي عبر المنطقة الإقليدية، ويظهر في صورة زوج من الثقوب السوداء المتنافرة الشحنة، التي تتسارع مبتعدةً بعضها عن بعض بفعل المجال المغناطيسي. إن حلَّ الثقب الأسود المُتسارع ليس مسطَّحًا تقاربيًّا؛ لأنه يميل إلى مجالٍ مغناطيسي منتظم عند اللانهائية. ومع ذلك ما زال بإمكاننا استخدامه لتقدير معدل تكوين أزواج الثقوب السوداء في منطقةٍ محلية من المجال المغناطيسي. يمكننا أن نتخيل أنه بعد التكوين يبتعد الثقبان الأسودان بعضهما عن بعض، ويدخلان في مناطق خالية من المجال المغناطيسي. وعندها يمكننا التعامل مع كل ثقب أسود على نحوٍ مُنفصل باعتباره ثقبًا أسود في فضاءٍ مسطَّح تقاربيًّا. ويمكننا إلقاء كمية ضخمة جدًّا من المادة والمعلومات في كل ثقب منهما؛ ومن ثَم يُطلِق الثقبان إشعاعًا ويفقدان بعضًا من كُتلتَيهما، بيدَ أنه لا يمكنهما فقدُ شحنتهما المغناطيسية؛ وذلك لعدم وجود أي جسيمات مشحونة مغناطيسيًّا؛ ومن ثَم يعودان في النهاية إلى حالتهما الأولى، وتكون كُتلتاهما أكبرَ قليلًا من الشحنة. ويمكننا عندئذٍ ضمُّ الثقبين الأسودين بعضهما إلى بعض مرةً أخرى، حيث يُفني كلٌّ منهما الآخر. ويمكن اعتبار عملية الفناء هذه المعكوسَ الزمني لعملية تكوين الزوج؛ ومن ثَم تُمثَّل بالنصف العلوي من الحل الإقليدي، مضمومًا إلى النصف السفلي

من حل لورنتز. وما بين تكوين الزوج وفنائه، قد نجد فترة لورنتز طويلة حيث يبتعد الثقبان بعضهما عن بعض، ويُراكمان المادة، ويُطلِقان إشعاعًا، ثم يعودان مرةً أخرى بعضهما إلى بعض. لكن تكوين مجال الجاذبية سيكون هو تكوين حل إرنست الإقليدي، وهو $S^2 \times S^2$ ناقص نقطة واحدة (انظر الشكل ٣-١٧).



شكل ٣-١٦: يُشرَح التحرك في مسارٍ نفقي لتكوين زوج من الثقوب السوداء، كذلك بضمِّ نصف المخطط الإقليدي إلى نصف مخطط لورنتز.

وقد نخشى من أن يُخرَق القانون الثاني العام للديناميكا الحرارية عند فناء الثقوب السوداء؛ لأن منطقة أفق الثقب الأسود ستكون عندئذٍ قد اختفت، لكن يتضح لنا أن منطقة أفق التسارع في حل إرنست أصغر من المساحة التي كانت ستتخذها لو لم يحدُث تكوين للزوج. هذه عمليةٌ حسابية دقيقة؛ لأن منطقة أفق التسارع لا نهائية في كلتا الحالتين. ورغم ذلك، يظل من المنطقي أن يكون الفرق بينهما محدودًا، ويُساوي منطقة أفق الثقب الأسود زائد الفرق في فعل الحلول مع تكوين الزوج ودونه. ويمكن فهمُ ذلك بالقول إن عملية تكون الزوج هي عمليةٌ صفرية الطاقة؛ أي إن المؤثِّر الهاملتوني في وجود عملية تكوين الزوج هو نفس المؤثر الهاملتوني دونها. أنا مُمتنٌّ بشدة لكلٍّ من سيمون روس وجاري هورُويتز لحسابهما مقدار هذا الانخفاض في الوقت المناسب قبل



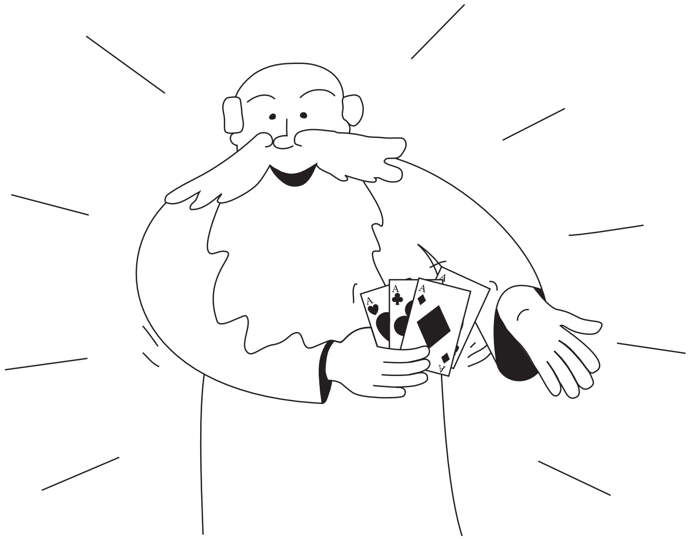
شكل ٣-١٧: يتكون زوج من ثقبين أسودين عن طريق اتخاذ مسار نفقي، وفي النهاية يفنيان عن طريق اتخاذ مسار نفقي أيضًا.

إلقائي هذه المحاضرة. إن معجزات كهذه — وأعني النتيجة نفسها، وليس أنهما توصَّلا إليها — هي التي تجعلني مُقتنعًا بأن الديناميكا الحرارية للثقوب السوداء لا يمكن أن تكون مجرد تقريب منخفض الطاقة. أعتقد أن الإنتروبيا الجذبية لن تختفي، حتى لو اضطررنا إلى الانتقال إلى نظريةٍ أكثر جوهرية للجاذبية الكمية.

ويمكننا أن نستنبط من هذه التجربة الافتراضية أننا نحصل على إنتروبيا جذبية داخلية، كما تُفقد المعلومات، عندما تختلف طوبولوجيا الزمكان عن طوبولوجيا فضاء منكوفسكي. إذا كانت الثقوب السوداء المكونة تظهر في صورة أزواج كبيرة مقارنةً بحجم بلانك، فإن الانحناء خارج الآفاق سيكون ضئيلًا في كل مكان مقارنةً بمقياس بلانك. هذا يعني أن التقريب الذي قمتُ به باستبعاد الحدود المكعبة والتي أسُّها أكبر من ذلك في الاضطرابات هو أمرٌ جيد؛ ومن ثَم فإن ما انتهينا إليه بأن المعلومات يمكن أن تُفقد في الثقوب السوداء يُفترض أن يكون أمرًا مؤكدًا.

إذا كانت المعلومات تُفقد في الثقوب السوداء الظاهرة للعيان، فيُفترض أن تُفقد أيضًا في العمليات التي تظهر فيها الثقوب السوداء المجهرية الافتراضية بسبب الاضطرابات الكمية للفضاء المتري. ويمكننا أن نتصور أن الجسيمات والمعلومات يمكن أن تسقط في هذه الثقوب وتُفقد. ربما يكون ذلك هو أيضًا ما حدث لكل تلك الجوارب المفقودة. ستُحفظ الكميات — مثل الطاقة والشحنة الكهربية — التي يرتبط بعضها ببعض لسَبْر المجالات، بيدَ أن غير ذلك من المعلومات والشحنات العامة سيُفقَد. من شأن هذا أن يكون له آثارٌ بعيدة المدى في نظرية الكم.

يُفترض عادةً أن النظام الذي يكون في حالةٍ كمية خالصة يتطور على نحوٍ موحَّد عبر عدة حالات كمية متتابعة. إذا فُقدت المعلومات عبر ظهور الثقوب السوداء واختفائها، فلا يمكن أن يحدث تطورٌ موحَّد. بدلًا من ذلك، سيعني فقدُ المعلومات أن الحالة النهائية بعد اختفاء الثقوب السوداء ستكون هي الحالة التي يُطلَق عليها «حالة كمية مختلطة». يمكن اعتبار ذلك مجموعةً من حالاتٍ كمية صافية مختلفة، لكلٍّ منها احتماليته الخاصة. لكن لأنها ليست يقينًا في حالةٍ واحدة، لا يمكننا تقليل احتمالية الحالة النهائية إلى الصفر عن طريق التدخل في أي حالة كمية. هذا يعني أن الجاذبية تطرح مستوًى جديدًا من عدم القدرة على التنبؤ في الفيزياء، يفوق مقدار عدم التيقن المُصاحب عادةً لنظرية الكم. سأوضِّح في محاضرتي القادمة (الفصل الخامس) أننا ربما نكون قد شاهدنا بالفعل هذا القدر الإضافي من عدم التيقن. وهو يعني انتهاء الأمل في الوصول إلى حتميةٍ علمية؛ أي انتهاء الأمل بأن يُصبح بإمكاننا توقُّع المستقبل توقعًا يقينيًّا. يبدو أن الرب ما زال يُخفي في جعبته بعض الأسرار (انظر الشكل ٣-١٨).



شکل ۳-۱۸

الفصل الرابع

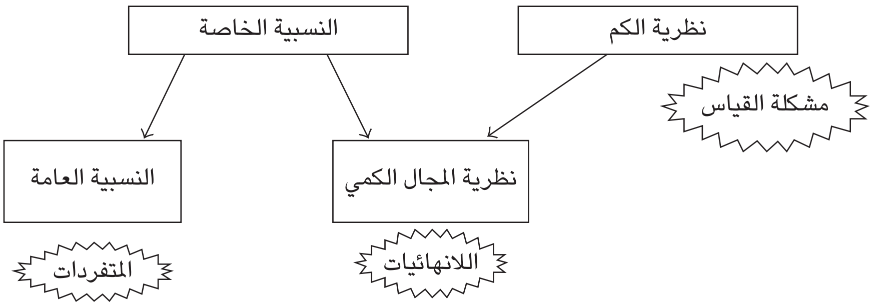
نظرية الكم والزمكان

آر بنروز

إن أعظم النظريات الفيزيائية في القرن العشرين هي نظرية الكم (QT)، والنسبية الخاصة (SR)، والنسبية العامة (GR)، ونظرية المجال الكمي (QFT). وهذه النظريات ليس منفصلًا بعضها عن بعض؛ فقد بُنيت النسبية العامة على أساس النسبية الخاصة، وتُعَد النسبية الخاصة ونظرية الكم مدخلات لنظرية المجال الكمي (انظر الشكل ٤-١).

قيل إن نظرية المجال الكمي هي النظرية الفيزيائية الأدق على الإطلاق؛ إذ تبلغ دقتها حوالَي جزء من نحو 10^{11}، لكني أودُّ الإشارة إلى أنه وُجد أن النسبية العامة، بطريقةٍ واضحة معيَّنة، صحيحة لجزء من 10^{14} (وواضحٌ أن هذا المستوى من الدقة يقتصر فقط على دقة الساعات على كوكب الأرض). أتحدَّث هنا عن نجم هالس–تايلور الثنائي النابض PSR 1913 + 16، وهو زوج من نجمَين نيوترونين يدوران بعضهما حول بعض، وأحدهما نجمٌ نابض. بحسب النسبية العامة، سيضمحل هذا المدار ببطء (وسوف تقصر الدورة) بسبب فقد الطاقة من خلال انبعاث الموجات الثقالية. وقد رُصِد ذلك بالفعل، ويتفق توصيف الحركة برمَّته — الذي يتضمن المدارات النيوتونية من ناحية، وتصحيحات النسبية العامة، وحتى التسارع المداري نتيجة إشعاع الجاذبية من ناحيةٍ أخرى — مع النسبية العامة (التي أعتبرها تشمل النظرية النيوتونية) من حيث المستوى المميز من الدقة المذكور أعلاه على مدار فترة تراكمية تصل إلى عشرين عامًا. حازت الاكتشافات المتعلقة بهذا النظام على جوائز نوبل. ودائمًا ما ادَّعى المُختصون بنظرية

الكم أنه بسبب دقة نظريتهم، يجب تعديل النسبية العامة لتتناسب مع نموذجهم، لكنني أعتقد الآن أن نظرية المجال الكمي هي النظرية التي يجب تطويرها.

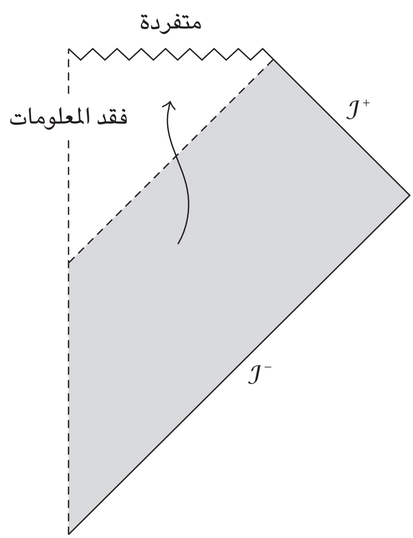


شكل ٤-١: نظريات القرن العشرين العظيمة في الفيزياء، ومشكلاتها الأساسية.

رغم أن تلك النظريات الأربع قد حقَّقت نجاحًا باهرًا، فهي لا تخلو من المُعضِلات. تُواجه نظرية المجال الكمي معضلة أنك كلما حسبت سعة شكل فاينمان المُتعدد الترابط، وجدت الناتج لا نهائيًّا. ويجب طرح هذه اللانهائيات أو تصغيرها ضمن عملية إعادة تطبيع النظرية. وتتوقع النسبية العامة وجود متفردات في الزمكان. وفي نظرية الكم لدينا «معضلة القياس»، التي سأشرحها لاحقًا. يمكن افتراض أن حلَّ معضلات تلك النظريات يكمن في حقيقة أنها ليست مكتملةً بذاتها. على سبيل المثال، يعتقد الكثيرون أن نظرية المجال الكمي يمكنها «محو» متفردات النسبية العامة بطريقةٍ ما. ويمكن حلُّ معضلات التباعد في نظرية المجال الكمي، جزئيًّا، بالاستعانة بالنسبية العامة، بوضع حد أقصى لقيمة الطاقة (التي تؤخَذ في الاعتبار عند إجراء العمليات الحسابية). وأعتقد أن معضلة القياس كذلك سوف تُحَل عندما تُضَم النسبية العامة إلى نظرية الكم بشكلٍ مناسب ليكوِّنا نظريةٍ جديدة.

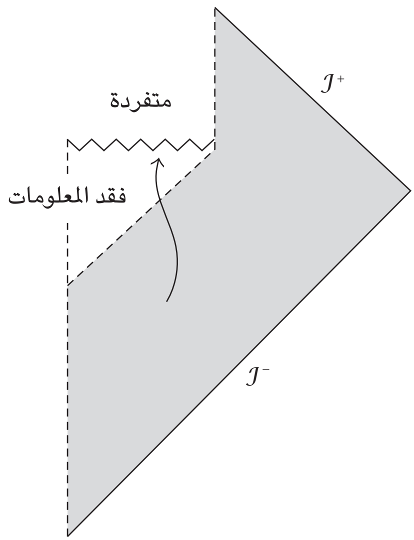
سأتحدَّث الآن عن فقد المعلومات في الثقوب السوداء، وهو ما أزعم أن له علاقةً بهذه المسألة الأخيرة. إنني أتفق تقريبًا مع كل ما قاله ستيفن في هذا الموضوع، لكن بينما يعتبر ستيفن أن فقدَ المعلومات بسبب الثقوب السوداء يزيد عدم التيقن في الفيزياء أكثر كثيرًا من مقدار عدم التيقن الذي تأتي به نظريةُ الكم، أعتبره أنا قدْرًا «مكمِّلًا» من عدم

التيقن. دعوني أشرح لكم ما أعنيه بهذا. في زمكانٍ يحتوي على ثقبٍ أسود، يمكننا أن نرى كيف تُفقد المعلومات من خلال رسم شكل كارتر للزمكان (انظر الشكل ٤-٢). تُحدَّد المعلومات الداخلة على اللانهائية الصفرية الماضية $\mathcal{I}^-$، والمعلومات الخارجة على اللانهائية الصفرية المستقبلية $\mathcal{I}^+$. يمكننا القول إن المعلومات تُفقَد عند سقوطها عبر أفق الثقب الأسود، لكنني أفضِّل اعتبارها تُفقَد عند التقائها بالمتفردة. فلننظر الآن في انهيار كتلة من المادة لتكوِّن ثقبًا أسود، يتبعه تبخُّر الثقب الأسود بإشعاع هوكينج (بالتأكيد سننتظر وقتًا طويلًا ليحدث ذلك، ربما كان وقتًا أطول من عمر الكون نفسه!) إنني أتفق مع وجهة نظر ستيفن بأن المعلومات تُفقد في عملية الانهيار والتبخر تلك. يمكننا أيضًا رسم شكل كارتر لهذا الزمكان بالكامل (انظر الشكل ٤-٣).



شكل ٤-٢: شكل كارتر لانهيار ثقب أسود.

إن المتفردة الموجودة داخل الثقب الأسود هي متفردةٌ شِبه مكانية، ولها انحناء فايل كبير، وفقًا لما ذكرتُه في محاضرتي السابقة (الفصل الثاني). ومن الممكن أن تفلت بعض



شكل ٤-٣: شكل كارتر لتبخر ثقب أسود.

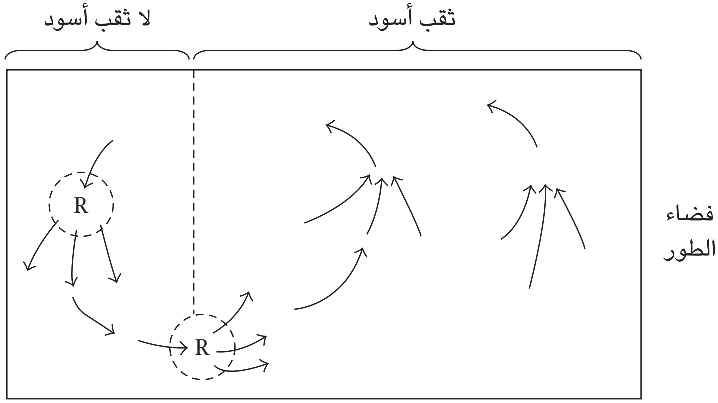
المعلومات عند لحظة تبخر الثقب الأسود، من قطعةٍ متبقية من متفردة (التي ستبدو لماضي مستقبل المراقبين الخارجيين ذات منحنى فايل صغير، أو من دون منحنًى على الإطلاق)، لكن هذا القدر الضئيل من المعلومات المكتسَبة سيكون أقلَّ كثيرًا من المعلومات المفقودة في الانهيار (وهذا ما أعتبره تصورًا معقولًا للاختفاء النهائي للثقب). إذا ما وضعنا هذا النظام في صندوقٍ واسع — وهذه تجربةٌ افتراضية — يمكننا تصور تطور فضاء الطور للمادة داخل الصندوق. في نطاق فضاء الطور المتناسب مع الأوضاع التي يكون الثقب الأسود فيها موجودًا، ستتقارب مسارات التطور الفيزيائي، وسوف تنكمش الحجوم التي تتبع تلك المسارات. يرجع هذا لفقد المعلومات في المتفردة في الثقب الأسود. ويتعارض هذا الانكماش تعارضًا مباشرًا مع مبرهنة في الميكانيكا الكلاسيكية العادية تُسمى «مبرهنة ليوفيل»، والتي تنصُّ على أن الحجوم في فضاء الطور تظلُّ ثابتة (هذه مبرهنةٌ كلاسيكية. إذا توخَّينا الدقة، فمن الأحرى أن ندرس إحداث تطور كمي في فضاء هيلبرت، وحينها من شأن خرق مبرهنة ليوفيل أن يُكافئ عملية تطورية غير موحدة)؛

ومن ثَم يخرق الزمكان لثقبٍ أسود عمليةَ الحفظ تلك. لكن، في تصوري أنا، يوازَن هذا الفقد في حجوم فضاء الطور بعملية قياس كمي «تلقائية»، تُكتسب فيها المعلومات وتزداد حجوم فضاء الطور؛ لذلك أعتبر أن عدم التيقن الذي يؤدي إليه فقدُ المعلومات في الثقوب السوداء «مكمِّل» لعدم التيقن الذي تتضمنه نظريةُ الكم؛ أي إنهما وجهان لعملةٍ واحدة (انظر الشكل ٤-٤).

يمكننا القولُ إن المتفردات الماضية تحمل قدرًا ضئيلًا من المعلومات، بينما تحمل المتفردات المستقبلية الكثير منها. وهذا أساس القانون الثاني للديناميكا الحرارية. إن عدم التناظر في هذه المتفردات مرتبطٌ أيضًا بعدم التناظر في عملية القياس؛ لذا دعونا نَعُد إلى معضلة القياس في نظرية الكم.

يمكن الاستعانة بمعضلة الشِّق المزدوج لتمثيل مبادئ نظرية الكم. وفي هذا الموقف، يُسلَّط شعاع من الضوء على حاجز مُعتِم به شقَّان A وB. ينتج عن ذلك نمط تداخل مكوَّن من نطاقاتٍ مُضيئة وأخرى مُعتمة على شاشة في الخلفية. تسقط فوتوناتٌ منفردة على الشاشة كلٌّ منها عند نقطة مختلفة، لكن بسبب نطاقات التداخل تلك توجد بعضُ النقاط على الشاشة التي لا يمكن الوصول إليها. فلنفترض أن p هي إحدى تلك النقاط، بيدَ أنه يمكن الوصول إلى النقطة p لو حُجِب أحد الشقين. إن هذا النوع من التداخل الهدَّام، حيث يمكن للاحتمالات البديلة أن يلغيَ بعضها بعضًا، هو إحدى أغرب سمات ميكانيكا الكم. ويمكننا استيعاب ذلك في ضوء «مبدأ التراكب الفائق» الخاص بنظرية الكم، والذي ينصُّ على أنه لو كان المسار A والمسار B مسارين محتملين للفوتون، مع الإشارة إلى حالتَي الفوتون بكلٍّ من $|A\rangle$ و$|B\rangle$ على الترتيب — ودعونا نفترض أن هذه مسارات يمكن للفوتون أن يتخذها ليصل إلى النقطة p، عن طريق المرور أولًا عبر أحدِ الشقين، أو المرور أولًا عبر الشق الآخر — لكان التكوين $z|A\rangle + w|B\rangle$ ممكنًا أيضًا، حيث z وw عددان مركبان.

من غير المناسب أن نتعامل مع w وz باعتبارهما احتمالات بأي شكل من الأشكال، حيث إنهما «عددان مركبان». وحالة الفوتون هي عبارة عن تراكبٍ فائق مركب وفقط. والتطور «الموحد» للنظام الكمي (الذي أسمِّيه U) يحفظ تلك التراكيب الفائقة، إذا كان $zA_0 + wB_0$ هو تراكبٌ فائق عند الزمن $t = 0$، فإنه بعد مدة زمنية t، سيكون ذلك قد تطوَّر إلى $zA_t + wB_t$، حيث إن A_t وB_t يمثِّلان التطور المُنفصل لكلٍّ من البديلين بعد



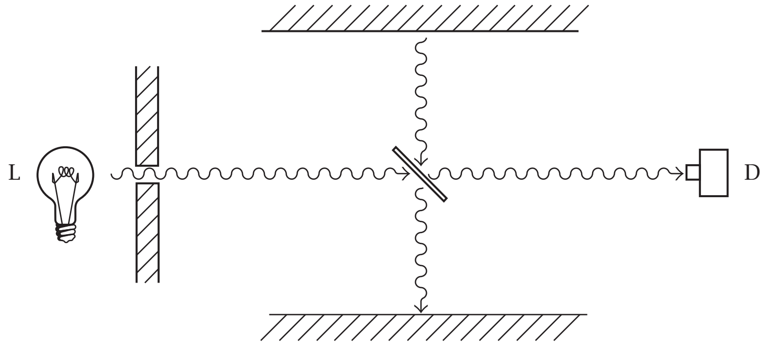
شكل ٤-٤: يحدث فقدٌ في حجم فضاء الطور عند وجود ثقب أسود. قد يوازن ذلك إعادة اكتساب حجم فضاء الطور بفعل انهيار الدالة الموجية **R**.

مدة زمنية t. عند قياس نظام كمي، حيث تُضخَّم البدائل الكمية لتُعطي نتائج كلاسيكية مميزة، يبدو أن نوعًا آخر من «التطور» يحدث، ويُسمى «اختزال» متجه الحالة أو «انهيار الدالة الموجية» (سأسمِّي هذا **R**). تظهر الاحتمالات فقط عند «قياس» النظام، في هذه الحالة، والاحتمالية النسبية لوقوع الحدثَين هي $|z|^2 : |w|^2$.

إن **U** و**R** هما عمليتان مختلفتان جدًّا: **U** عمليةٌ حتمية وخطية ومحلية (في الفضاء التكويني) ومتناظرة زمنيًّا، بينما **R** عمليةٌ غير حتمية وبلا شكٍّ غير خطية، وغير محلية، وغير متناظرة زمنيًّا. وهذا الفرق بين العمليتين التطوريتين الأساسيتين في نظرية الكم أمرٌ مذهل، ومن غير المرجَّح أن تُستنبط العملية **R** باعتبارها تقريبًا للعملية **U** (رغم أن الناس كثيرًا ما يُحاولون فعل ذلك). هذه هي «معضلة القياس».

إن العملية **R** تحديدًا غير متناظرة زمنيًّا. فلنفترض أنه سُلِّط شعاع من الضوء صادر من مصدر للفوتونات L على مِرآةٍ نصف عاكسة، بزاوية ٤٥ درجة لأسفل، وهناك كاشفٌ خلف المِرآة D (الشكل ٤-٥).

لما كانت المِرآة نصف عاكسة، فثَمة تراكب موزون بشكل مُتساوٍ بين الحالات المنتقلة والمنعكسة. وهذا يؤدي إلى احتمال بنسبة ٥٠٪ أن يُفعِّل أي فوتون منفرد الكاشف بدلًا



شكل ٤-٥: تجربةٌ بسيطة توضِّح أن الاحتمالات الكمية المتأصلة في **R** لا تنطبق في الاتجاه الزمني المعاكس.

من أن تمتصَّه أرضية المختبر. ونسبة الـ ٥٠٪ هذه هي إجابة السؤال: «إذا انبعث فوتون من L، فما احتمال أن يتلقَّاه D؟» تُحدَّد إجابة هذا النوع من الأسئلة بالشرط **R**. لكن يمكننا أيضًا أن نسأل: «لو تلقَّى D فوتونًا، فما احتمال أن يكون قد انبعث من L؟» قد نظن أنه بإمكاننا إيجاد الاحتمالات بنفس الطريقة التي استخدمناها من قبل. إن **U** عمليةٌ متناظرة زمنيًّا، فهل ينطبق ذلك أيضًا على **R**؟ لكن، بتطبيق ذلك على الماضي، نجد أن شرط **R** (المعكوس زمنيًّا) لا يُعطينا الاحتمالات الصحيحة. في الحقيقة، ما يُحدِّد إجابة هذا السؤال أمرٌ مختلف تمامًا، وهو القانون الثاني للديناميكا الحرارية — وهو يطبَّق هنا على الحائط — وعدم التناظر يرجع إلى عدم تناظر الكون في الزمن. أوضح أهارونوف وبيرجمان وليبوفيتش (١٩٦٤) كيف يمكن تكييف عملية القياس في إطارٍ تناظري زمنيًّا. حسب هذا النظام، يبرز عدم التناظر الزمني لـ **R** من شروط السطح غير المتماثلة في المستقبل والماضي. هذا الإطار العام هو أيضًا الإطار الذي تبنَّاه كلٌّ من جريفيث (١٩٨٤)، وأومنيه (١٩٩٢)، وجيل مان وهارتل (١٩٩٠). وإذ يمكن إرجاع أصل القانون الثاني إلى عدم التناظر في هيكل متفردة الزمكان، تُشير هذه العلاقة إلى أن معضلة القياس الخاصة بنظرية الكم، ومعضلة المتفردات الخاصة بالنسبية العامة، متصلتان. وأذكِّركم بأني قد طرحت في محاضرتي السابقة فكرة أن المتفردة الأولية تحوي معلومات ضئيلة جدًّا ولها

موتِّر فايل مندثر، بينما المتفردة النهائية (أو المتفردات، أو اللانهائية) تحمل الكثيرَ من المعلومات ولها موتِّر فايل متباعد (في حالة المتفردات).

ولتوضيح موقفي تجاه العلاقة بين نظرية الكم والنسبية العامة، أودُّ الآن الحديث عما نعنيه بما يُسمى «الحقيقة الكمية»: هل صحيحٌ أن متجه الحالة «حقيقي»، أم أن مصفوفة الكثافة «حقيقية»؟ تمثِّل مصفوفة الكثافة المعلومات المنقوصة لدينا حول الحالة؛ ومن ثَم فهي تحتوي على نوعين من الاحتمالات؛ عدم التيقن الكلاسيكي، وكذلك الاحتمال الكمي. يمكننا كتابة مصفوفة الكثافة على صورة:

$$D = \sum_{i=1}^{N} p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|,$$

حيث p_i عبارة عن احتمالات، وهي أعدادٌ حقيقية حيث $\sum p_i = 1$، وكل $|\psi_i\rangle$ مُعيَّر مع الوحدة. هذا مزيج من حالات احتمال مرجحة. هنا لا حاجة لأن يكون $|\psi_i\rangle$ متعامدًا، كما أن N قد يكون أكبر من أبعاد فضاء هيلبرت. مثال على ذلك تجربة من نوع EPR، حيث يضمحل جسيمٌ لفه المغزلي صفر، في حالة سكون في منتصف التجربة، مكوِّنًا جسيمَين اللف المغزلي لكلٍّ منهما نصف. يقفز الجسيمان في اتجاهين متعاكسين، ويُرصدان «هنا» (here) و«هناك» (there) ، حيث «هناك» قد يبعد مسافةً كبيرة عن «هنا»؛ فقد يكون على القمر مثلًا؛ ومن ثَم نكتب متجه الحالة على صورة تراكب من الاحتمالات:

$$|\psi\rangle = \{|\text{up here}\rangle|\text{down here}\rangle - |\text{down here}\rangle|\text{up there}\rangle\}/\sqrt{2}, \qquad (4\text{–}1)$$

حيث $|\text{up here}\rangle$ هي الحالة التي يكون فيها اللف المغزلي للجسيم «هنا» (here) ومتجهًا لـ «أعلى»، وهكذا. لنفترض الآن أن اتجاه اللف المغزلي في المحور z قيس على القمر ولم نعرف نتيجة القياس. إذن يمكن وصف هذه الحالة هنا بمصفوفة الكثافة:

$$D = \frac{1}{2}|\text{up here}\rangle\langle\text{up here}| + \frac{1}{2}|\text{down here}\rangle\langle\text{down here}|. \qquad (4\text{–}2)$$

بدلًا من ذلك، كان بالإمكان قياسُ اتجاه اللف المغزلي في المحور x على القمر. وبإعادة كتابة متجه الحالة (4–1) على الصورة الآتية:

$$|\psi\rangle = \{|\text{left here}\rangle|\text{right there}\rangle - |\text{right here}\rangle|\text{left there}\rangle\}/\sqrt{2},$$

حيث left يعني «لليسار» وright يعني «لليمين»، نحصل على مصفوفة الكثافة التي أصبحت الآن مناسبة:

$$D = \frac{1}{2}|\text{left here}\rangle\langle\text{left here}| + \frac{1}{2}|\text{right here}\rangle\langle\text{right here}|,$$

والتي في الواقع تُساوي (2-4). لكن إذا كان متجه الحالة يصفُ الحقيقة، فإن مصفوفة الكثافة لا تُخبرنا بما يحدث، وإنما فقط تُعطينا نتائج القياس «هنا» بشرط أنك لا تدري ما يحدث «هناك». تحديدًا، قد يكون من المحتمل أن تصلني رسالة من القمر تُخبرني بطبيعة القياس ونتيجته هناك. وهكذا، إذا كان بإمكاني (من حيث المبدأ) أن أحصل على هذه المعلومات، فعليَّ إذن أن أصف النظام (المتشابك) كلَّه بالاستعانة بمتجه حالة.

عمومًا، يوجد الكثير من الطرق المختلفة لكتابة مصفوفة الكثافة المعطاة على صورة مزيج من الحالات المحتملة. إضافةً إلى ذلك، حسب مبرهنة حديثة وضعها هيوستن وجوسا وووترز (١٩٩٣)، فإنه لأي مصفوفة كثافةٌ تتكون بهذا الشكل باعتبارها الـ «هنا» الماضي لنظام EPR، ولأي تفسير لمصفوفة الكثافة هذه في صورة مجموعة من الحالات المحتملة، يوجد دائمًا قياس «هناك»، يؤدي تحديدًا إلى هذا التفسير «بعينه» لمصفوفة الكثافة «هنا» باعتبارها مزيجًا احتماليًّا.

على الجانب الآخر، يمكننا القول إن مصفوفة الكثافة تصفُ الحقيقة التي — حسب فهمي لها — هي أقرب إلى وجهة نظر ستيفن عند وجود ثقب أسود.

أشار جون بِل في بعض الأحيان إلى التوصيف المعياري لعملية اختزال متجه الحالة بالاختصار FAPP، وهو اختصار للتعبير for all practical purposes بالإنجليزية، ويعني «لجميع الأغراض العملية». حسب هذا النهج المعياري، يمكننا كتابة متجه الحالة الكلي على الصورة الآتية:

$$|\psi_{tot}\rangle = w|\text{up here}\rangle|?\rangle + z|\text{down here}\rangle|?'\rangle,$$

حيث $|?\rangle$ تصف أشياء في البيئة المحيطة، خارج قياساتنا. إذا فُقدت المعلومات في البيئة المحيطة، فإن مصفوفة الكثافة تكون هي أفضل ما يمكننا فعله:

$$D = |w|^2|\text{up here}\rangle\langle\text{up here}| + |z|^2|\text{down here}\rangle\langle\text{down here}|.$$

وما دام لا يمكن استعادة المعلومات من البيئة المحيطة، «فقد يكون من الممكن أيضًا» (لجميع الأغراض العملية) أن نفترض أن الحالة هي إما $|\text{up here}\rangle$ أو $|\text{down here}\rangle$، مع الاحتمالين $|w|^2$ أو $|z|^2$ على الترتيب.

بيدَ أننا ما زِلنا نحتاج إلى افتراضٍ آخر؛ إذ إن مصفوفة الكثافة لا تُخبرنا من أي الحالات هي مُكوَّنة. لتوضيح هذه النقطة، دعونا نتناول تجربة قطة شرودينجر الافتراضية. تصف التجربة ورطة قطة داخل صندوق، حيث ينبعث (فرضًا) فوتون ليصطدم بمِرآة نصف عاكسة، ويصطدم الجزء المنتقل من دالة الفوتون الموجية بكاشفٍ مجهز، بحيث إذا رصد فوتونًا يُطلق الرصاص آليًّا مُوديًا بحياة القطة (وتُسمى الحالة dead cat أو «قطة ميتة»). وإذا لم يرصد الكاشف الفوتون، تكون حينها القطة حية وعلى ما يُرام (وتُسمى الحالة live cat أو «قطة حية»). (أعرف أن ستيفن ضد الإساءة للقطط، حتى لو كان الأمر مجرد تجربة افتراضية!) ومن ثَم تكون دالة النظام الموجية عبارة عن تراكب لهذين الاحتمالين:

$$w|\text{dead cat}\rangle|\text{bang}\rangle + z|\text{live cat}\rangle|\text{no bang}\rangle,$$

حيث يُشير كلٌّ من $\langle\text{bang}|$ (إطلاق الرصاص) و$\langle\text{no bang}|$ (عدم إطلاق الرصاص) إلى حالتَي البيئة المحيطة.

ومن منظور العوالم المتعددة في ميكانيكا الكم، يصبح ذلك (مع تجاهل البيئة المحيطة) على الصورة الآتية:

$$w|\text{dead cat}\rangle|\text{know cat is dead}\rangle + z|\text{live cat}\rangle|\text{know cat is alive}\rangle, \quad (4\text{–}3)$$

حيث إن الحالتين $\langle\cdots\text{know}|$ تشير إلى الحالة الذهنية للشخص الذي يُجري التجربة (يشير know cat is dead إلى ظنِّه أن القطة ميتة، ويشير know cat is alive إلى ظنِّه أن القطة حية). لكن لماذا لا يُتيح لنا إدراكنا استنباط «التراكيب» العيانية لمثل هذه الحالات، وليس فقط «الاختيارين» العيانيين «القطة ميتة» و«القطة حية»؟ على سبيل المثال، في حالة أن $w = z = 1/\sqrt{2}$، يمكننا إعادة كتابة الحالة (3–4) على صورة التراكب الآتي:

$$\{(|\text{dead cat}\rangle + |\text{live cat}\rangle)$$

$$\times(|\text{know cat is dead})\rangle + (|\text{know cat is alive}\rangle)$$

$$+(|\text{dead cat}\rangle - |\text{live cat}\rangle)$$

$$\times(|\text{know cat is dead}\rangle - |\text{know cat is alive}\rangle)\}/2\sqrt{2}$$

وهكذا، إذا لم يكن لدينا سببٌ لاستبعاد «الحالات الممثلة لإدراك الشخص الذي يُجري التجربة»، مثل $|\text{know cat is dead}\rangle + |\text{know cat is alive}\rangle / \sqrt{2}$، فنحن لم نقترب من الوصول إلى الحل بأكثر مما كنا عليه في السابق.

الأمر نفسه ينطبق على البيئة المحيطة، ويمكننا (مرةً أخرى في الحالة $w = z = \frac{1}{\sqrt{2}}$ على سبيل المثال) إعادة صياغة مصفوفة الكثافة على صورة التراكب الآتي:

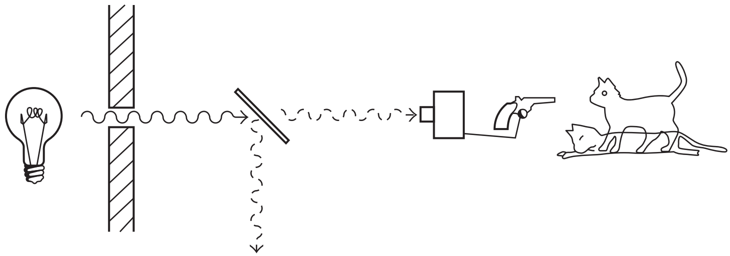
$$D = \frac{1}{4}(|\text{dead cat}\rangle + |\text{live cat}\rangle)(\langle\text{dead cat}| + \langle\text{live cat}|)$$
$$+\frac{1}{4}(|\text{dead cat}\rangle - |\text{live cat}\rangle)(\langle\text{dead cat}| - \langle\text{live cat}|),$$

الذي يُخبرنا بأن فكرة «إزالة الترابط بفعل البيئة المحيطة» لا تفسِّر هي الأخرى سببَ كون القطة حيةً أو ميتة.

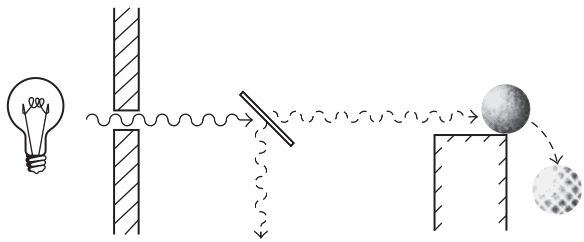
لا أريد الإسهاب في مناقشة الأمور المتعلقة بالإدراك أو إزالة الترابط هنا. ففي رأيي، تكمن الإجابة على مشكلة القياس في شيءٍ آخر. أقترح أن خطأً ما يحدث في تراكيب الأشكال الهندسية البديلة الخاصة بالزمكان عند تدخُّل النسبية العامة في الأمر. قد يكون تراكب شكلين هندسيين مختلفين هو تراكب «غير مستقر»، ويضمحل ويؤدي إلى أحد البديلين. على سبيل المثال، قد تكون الأشكال الهندسية هي الزمكان لقطةٍ حية، أو لقطةٍ ميتة. أُطلق على هذا الاضمحلال الذي يؤدي إلى أحد البديلين اسمُ الاختزال الموضوعي، وأنا أحب هذا الاسم لأن له اختصارًا ظريفًا بالإنجليزية، وهو OR. فما علاقة طول بلانك 10^{-33} سم بذلك؟ سيعتمد معيار الطبيعة لتحديد متى يكون شكلان هندسيان مختلفين اختلافًا جذريًّا على مقياس بلانك، وهذا يعدل المقياس الزمني حيث يحدث الاختزال الذي يؤدي إلى بدائل مختلفة.

يمكننا ترك القطة وشأنها قليلًا، ونعود مجددًا إلى معضلة المِرآة نصف العاكسة، لكن هذه المرة يحفز رصد الفوتون انتقال كتلة كبيرة من مكان لآخر (الشكل ٤-٦).

يمكننا تفادي مشكلة القلق بشأن اختزال الحالة في الكاشف إذا كانت الكتلة ببساطةٍ موضوعةً على حافَّة جُرف، بحيث يدفعها الفوتون لتسقط من فوقه! فمتى تكون كمية كافية من الكتلة قد تحرَّكت بحيث يُصبح تراكب البديلين غيرَ مستقر؟ قد تُجيب الجاذبية عن هذا السؤال، وهذا هو ما أطرحه هنا بالفعل (قارِن مع بنروز ١٩٩٣ و١٩٩٤، وأيضًا ديوسي ١٩٨٩، وجيراردي وجراسي وريميني ١٩٩٠). لحساب زمن الاضمحلال بحسب



(أ)



(ب)

شكل ٤-٦: قطة شرودينجر (أ)، ونسخة أخرى أكثر آدمية (ب).

النهج المقترَح، انظر كمية الطاقة E التي سيتطلبها إزاحة شكل من أشكال الكتلة — وهو ما يستبعد كونها مصادفةً — في مجال جاذبية الأخرى، حتى يؤدي موقعَا الكتلة هذان إلى التراكب الكتلي قيد الدراسة. يمكنني افتراض أن المقياس الزمني لانهيار متجه الحالة لهذا التراكب هو من الرتبة:

$$T \sim \frac{\hbar}{E}. \qquad (4\text{–}4)$$

في حالة نوكليون يكون ذلك تقريبًا 10^8 سنة؛ ومن ثَم فإن عدم الاستقرار لن يُرى في التجارب القائمة. لكن، لنقطة ماء حجمها 10^{-5} سم، سيستغرق الانهيار نحو ساعتين. إذا كان حجم نقطة الماء 10^{-4} سم، فسيستغرق الانهيار نحو عُشر الثانية، وإذا كان الحجم 10^{-3} سم، فسينهار متجه الحالة في نحو 10^{-6} من الثانية فقط. وهذا أيضًا هو

التوقيت الذي تُعزل فيه الكتلة عن البيئة المحيطة؛ حيث يُسرَّع الاضمحلال بفعل حركة الكتلة في البيئة. عادةً ما تعترض منهجياتِ حلِّ مشكلة القياس هذه في نظرية الكم عدةُ مشكلات تتعلق بحفظ الطاقة والموضعية، لكن النسبية العامة تتضمن قدرًا من عدم التيقن حول طاقة الجاذبية، تحديدًا فيما يتعلق بكيفية مساهمة ذلك في حالة التراكب. إن طاقة الجاذبية غير موضعية في النسبية العامة؛ إذ تُسهم طاقة وضع الجاذبية (سلبًا) على نحوٍ غير موضعي في الطاقة الكلية، ويمكن للموجات الثقالية أن تحمل الطاقة غير الموضعية (الموجبة) بعيدًا عن النظام. يمكن للزمكان المسطح ذاته أن يُساهم في الطاقة الكلية في ظروفٍ معيَّنة. إن عدم التيقن من الطاقة في حالة تراكب اثنين من مواضع الكتلة، كما افترضنا هنا، ثابت (حسب مبدأ عدم التيقن لهايزنبرج) مع زمن الاضمحلال (4-4).

أسئلة وأجوبة

سؤال: ذكر البروفيسور هوكينج أن مجال الجاذبية هو بطريقةٍ ما مجالٌ أكثر تميزًا عن غيره من المجالات. ما رأيك في هذا؟

جواب: مما لا شك فيه أن مجال الجاذبية مميز. بطريقةٍ ما، تاريخ هذا الموضوع غريب وفيه ما يدعو للسخرية: بدأ نيوتن الفيزياء بنظرية الجاذبية، وهذه النظرية كانت هي النموذج الأصلي الذي فتح الباب لجميع التفاعلات الفيزيائية الأخرى. لكن اتضح الآن أن الجاذبية في الواقع تختلف اختلافًا تامًّا عن التفاعلات الأخرى. الجاذبية هي الشيء الوحيد الذي يؤثر على السببية، ولها دلالاتٌ أساسية وقوية فيما يخصُّ الثقوب السوداء وفقدان المعلومات.

الفصل الخامس

علم الكونيات الكمي

إس دبليو هوكينج

في محاضرتي الثالثة هذه، سأنتقل إلى علم الكونيات، الذي كان يُعتبر في السابق من العلوم الزائفة، وكان يُعتقد أنه يلجأ إليه الفيزيائيون الذين ربما قد أنجزوا أعمالًا مهمة في بداية حياتهم، ثم انتهجوا مسلكًا صوفيًّا في سنواتهم الأخيرة؛ ويعود السبب في ذلك إلى أمرين؛ الأول: أنه في ذلك الوقت لم يكن الحصول على ملاحظاتٍ موثوقة مُتاحًا. في الواقع، حتى عشرينيات القرن العشرين، كانت الملاحظة الكونية الوحيدة المهمة هي أن السماء تكون مظلمة في الليل، لكن الناس لم يقدروا أهمية الأمر، إلا أنه في السنوات الأخيرة تطوَّر مدى الملاحظات الكونية، وتطوَّرت جودتُها بشكلٍ كبير مع تطور التكنولوجيا؛ ولذلك فإن الاعتراض على اعتبار الكونيات علمًا معتبرًا، بسبب غياب الملاحظات فيه، لم يَعُد له أيُّ أساس من الصحة.

لكنْ ثَمة سببٌ آخر أهم للاعتراض على اعتبار الكونيات علمًا معتبرًا. لا يمكن لعلم الكونيات أن يضع أيَّ توقعات عن الكون دون وضع افتراضات معيَّنة حول الأوضاع الأولية. ومن دون تلك الافتراضات، كلُّ ما يسعُنا قوله هو أن السبب في كون الأمور كما هي الآن هو أنها كانت كما كانت في مرحلةٍ سابقة. ومع ذلك، يعتقد كثيرون أن العلم لا بد أن يُعنى فقط بالقوانين المحلية التي تتحكم في كيفية تطور الكون بمرور الزمن. وسيشعرون أن الشروط الحدية الخاصة بالكون والتي تحدِّد كيف بدأ هي مسألةٌ ميتافيزيقية أو دينية، وليست شأنًا علميًّا.

وقد ازداد الوضع سوءًا مع ظهور المبرهنات التي أثبتُّها أنا وروجر. أظهرت هذه المبرهنات أنه حسب نظرية النسبية العامة، يُفترض أن توجد متفردة في ماضينا، وعند هذه المتفردة يمكن أن تكون معادلات المجال غير مُعرَّفة؛ لذلك فإن النسبية العامة الكلاسيكية تنطوي على ما يؤدي إلى هدمها هي ذاتها؛ فهي تتوقع أنه لا يمكنها توقُّع الكون.

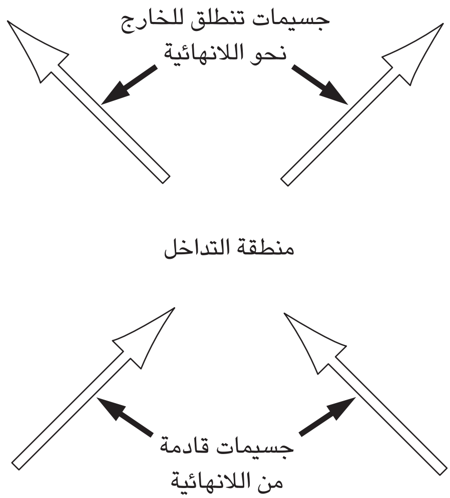
ورغم ترحيب الكثيرين بهذا الاستنتاج، فلطالما أثار حفيظتي. إذا كان من الممكن لقوانين الفيزياء أن تنهار عند نشأة الكون، فلماذا لا تنهار في أي مكان آخر؟ من مبادئ نظرية الكم أن أيَّ شيء يمكن أن يحدث ما دام أنه ليس ممنوعًا تمامًا. وما إن نُتِح لتواريخ المتفردات أن تُسهم في تكامل المسار، يصبح بإمكانها أن تحدث في أي مكان، وستختفي قابلية توقعها تمامًا. فإذا كانت قوانين الفيزياء تنهار عند المتفردات، فيمكنها أن تنهار في أي مكان آخر.

إن السبيل الوحيد للحصول على نظريةٍ علمية هو أن تظلَّ قوانين الفيزياء قائمةً في كل مكان، بما في ذلك عند نشأة الكون. وبإمكاننا اعتبار ذلك انتصارًا لمبادئ الديمقراطية: لماذا تكون نشأة الكون مستثناة من القوانين التي تنطبق في نقاطٍ أخرى منه؟ إذا كانت جميع النقاط متساوية، فلا يمكننا السماح بأن يكون بعضها أكثر مساواةً من البعض الآخر.

ولتطبيق فكرة أن قوانين الفيزياء قائمة في كل مكان، علينا حساب تكامل المسار على الفضاء المتري غير المتفرد فقط. نعلم أنه في حالة تكامل المسار العادية، يكون القياس متركزًا على المسارات غير القابلة للاشتقاق، ولكنها اكتمال مجموعة المسارات الملساء — في طوبولوجيا مناسبة — بفعلٍ محدَّد جيدًا. وبالمثل، قد نتوقع أن يكون من المفترَض حساب تكامل المسار للجاذبية الكمية على اكتمال حيز الفضاءات المترية الملساء. وما لا يمكن لتكامل المسار أن يتضمنه هو الفضاءات المترية ذات المتفردات، التي يكون فعلها غير محدَّد.

في حالة الثقوب السوداء، رأينا أن تكامل المسار يُفترض حسابه في الفضاءات المترية الإقليدية؛ أي في فضاءات مترية محددة موجبة. يعني ذلك أن متفردات الثقوب السوداء، مثل حل شفارتسشيلد، لم تظهر على الفضاءات المترية الإقليدية التي لم تدخل الأفق، وإنما اعتُبر الأفق بمثابة نقطة أصل الإحداثيات القطبية؛ ولذلك فإن تأثير الفضاء المتري الإقليدي كان معرفًا تمامًا. يمكننا اعتبار ذلك صورةً كمية من الرقابة الكونية؛ فانهيار البنية عند متفردة لا يُفترض أن يؤثر على أي قياس فيزيائي.

لذلك يبدو أن تكامل المسار للجاذبية الكمية لا بد أن يُحسب في فضاءٍ متري إقليدي غير متفرد، لكن ماذا ستكون الشروط الحدية في هذه الفضاءات المترية؟ يوجد خياران طبيعيان لا ثالث لهما؛ الأول هو فضاءاتٌ مترية تقترب من الفضاء المتري الإقليدي المسطح خارج مجموعة متراصَّة، والاحتمال الثاني هو فضاءاتٌ مترية على منطويات متراصَّة وبدون حد.



شكل ٥-١: في عمليةٍ حسابية للتشتت، نُجري قياسات على الجسيمات الداخلة والخارجة عند اللانهائية؛ ولذلك نحتاج إلى دراسة الفضاءات المترية التي تكون إقليدية تقاربيًّا.

الخيارات الطبيعية لتكامل المسار للجاذبية الكمية

(١) الفضاءات المترية التي تكون إقليدية تقاربيًّا.

(٢) الفضاءات المترية المتراصَّة التي ليس لها حد.

إن النوع الأول من الفضاءات المترية التي تكون إقليدية تقاربيًّا هو بالتأكيد مناسب لحسابات التشتت (انظر الشكل ٥-١)، حيث نبعث بالجسيمات من اللانهائية نحو

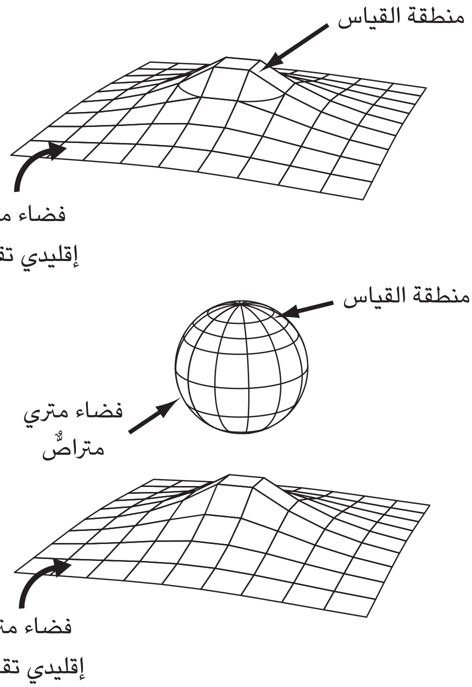
الداخل، ونُراقب ما يخرج عائدًا إلى اللانهائية. جميع القياسات تُجرى عند اللانهائية، حيث توجد متريةٌ مسطحة في الخلفية، ويمكننا بالطريقة العادية اعتبار أن التذبذبات الصغيرة في المجالات هي جسيمات. ولا نتساءل عما يحدث في منطقة التداخل في المنتصف؛ ولذلك نُجري تكامل المسار على جميع التواريخ الممكنة لمنطقة التداخل؛ أي على جميع الفضاءات المترية التي تكون إقليدية تقاربيًّا.

لكن في علم الكونيات، ما يهمُّنا هو القياسات التي تُجرى في المنطقة المحدودة، وليس في اللانهائية. نحن في داخل الكون، ولسنا ننظر إليه من الخارج. ولفهم الفارق الذي يصنعه هذا، دعونا نفترض أولًا أن تكامل المسار لعلم الكونيات يُجرى على جميع الفضاءات المترية التي تكون إقليدية تقاربيًّا. حينها سيوجد أمران يؤثران على احتمالات القياسات في منطقةٍ محدودة. يأتي الأول من الفضاء المتري المتصل الذي يكون إقليديًّا تقاربيًّا. أما الثاني فيأتي من الفضاء المتري غير المتصل الذي تألَّف من زمكانٍ مُتراصٍّ — يتضمن منطقة القياسات — وفضاءٍ متري منفصل إقليدي تقاربيًّا (الشكل ٥-٢). لا يمكننا استبعاد الفضاءات المترية غير المتصلة من تكامل المسار؛ لأنه يمكن تقريبها من خلال الفضاءات المترية المتصلة التي تتصل فيها المركبات المختلفة بأنابيب رفيعة أو ثقوب دودية ذات فعل ضعيف مهمَل.

لن تؤثِّر مناطق الزمكان المتراصَّة غير المتصلة على حسابات التشتت؛ إذ إنها ليست متصلة باللانهائية، حيث تُجرى جميع القياسات، لكنها ستؤثر على القياسات في علم الكونيات التي تُجرى في منطقةٍ محدودة. بالتأكيد ستطغى تأثيرات المتريات غير المتصلة هذه على تأثيرات الفضاءات المترية المتصلة التي تكون إقليدية تقاربيًّا. لذلك، حتى لو أجرينا تكامل المسار لعلم الكونيات على جميع الفضاءات المترية التي تكون إقليدية تقاربيًّا، فسيكون التأثير تقريبًا هو نفس التأثير الذي يحدث إذا ما أُجري تكامل المسار على جميع الفضاءات المترية المتراصَّة؛ لذلك يبدو طبيعيًّا أكثر أن نُجريَ تكامل المسار لعلم الكونيات على جميع الفضاءات المترية المتراصَّة دون حد، حسبما طرحت أنا وجيم هارتل عام ١٩٨٣ (هارتل وهوكينج ١٩٨٣).

فرضية غياب الحدود (هارتل وهوكينج)

يجب إجراء تكامل المسار للجاذبية الكمية على جميع المقاييس الإقليدية المترية المتراصَّة.



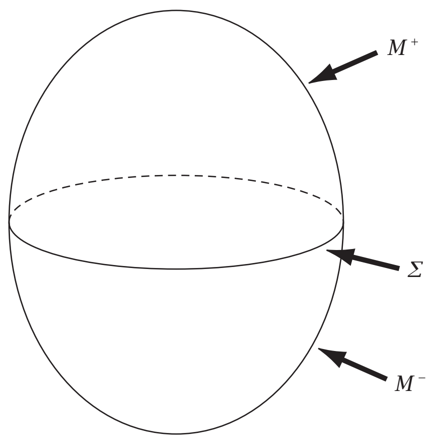
شكل ٥-٢: تُجرى القياسات الكونية في منطقةٍ محدودة؛ ولذلك علينا النظر في نوعين من الفضاءات المترية التي تكون إقليدية تقاربيًّا: المتصلة (في الأعلى)، وغير المتصلة (في الأسفل).

ويمكننا إعادة صياغة ذلك بالقول إن «الشرط الحدي للكون هو أن ليس له حد».

في الجزء المتبقي من محاضرتي هذه، سأبيِّن أن فرضية غياب الحدود هذه تفسِّر، على ما يبدو، الكون الذي نحن فيه؛ وهو من ثَم كونٌ متجانس ومتَّحد الخواص، يمتدُّ ويتوسَّع، والاضطرابات فيه ضئيلة. ويمكننا ملاحظة الطيف والإحصاءات الخاصة بهذه الاضطرابات في التقلبات التي تحدث في إشعاع الخلفية الميكروي. وتتفق النتائج حتى الآن مع توقعات فرضية غياب الحدود. وستكون بمثابة اختبار حقيقي للفرضية وبرنامج الجاذبية الكمية الإقليدية بأكمله عندما تمتدُّ ملاحظات إشعاع الخلفية الميكروي إلى مستويات زاوية أصغر.

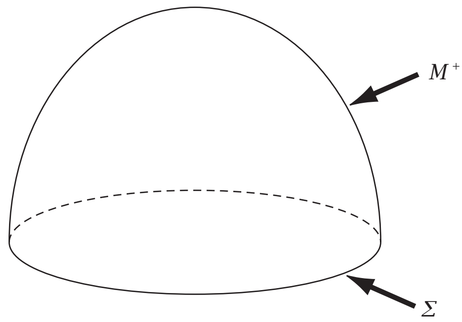
ولاستخدام فرضية غياب الحدود لوضع التوقعات، من المفيد أن نقدِّم مبدأً يمكنه وصفُ حالة الكون في نقطةٍ زمنية محدَّدة. افترض أن منطوية الزمكان M تتضمن داخلها منطويةً ثلاثية الأبعاد Σ بدالةٍ مترية محفَّزة h_{ij}. ويُعطى ذلك في صورة تكامل مسار على جميع الدوال المترية g_{ab} على منطوية الزمكان M التي تحفِّز الدالة المترية h_{ij} على المنطوية الثلاثية الأبعاد Σ.

احتمال دالة مترية محفَّزة h_{ij} على Σ يُساوي التكامل على الدوال المترية على M التي تحفِّز h_{ij} على $\int d[g]e^{-I}$.



شكل ٥-٣: يقسم السطح Σ المنطوية M، المتراصَّة، المتصلة ببساطة، إلى جزأين، هما M^+ وM^-.

إذا كانت المنطوية M متصلة، وهو ما سأفترضه، فإن السطح Σ سيقسم المنطوية M إلى جزأين، هما M^+ وM^- (الشكل ٥-٣). في هذه الحالة، يمكن تحليل احتمال أن يكون لـ Σ الدالة المترية h_{ij}، وهو حاصل ضرب دالتين موجيَّتين، هما Ψ^+ وΨ^-، وتُعطيان من خلال تكاملات المسار على جميع الدوال المترية على M^+ وM^- على الترتيب، التي تحفِّز الدالة المترية الثلاثية المعطاة h_{ij} على Σ.



شكل ٥-٤: تُعطى الدالة الموجية من خلال تكامل المسار على M^+.

احتمال h_{ij} يُساوي $\psi^+(h_{ij}) \times \psi^-(h_{ij})$، حيث:
$\psi^+(h_{ij})$ يُساوي تكامل الدوال المترية على M^+ التي تحفِّز h_{ij} على Σ: $\int d[g]e^{-I}$.

في أغلب الحالات، ستكون الدالتان الموجيتان متساويتين، وسأحذف إشارات الموجب والسالب. ψ يُسمى الدالة الموجية للكون. إذا كانت توجد حقول مادة ϕ، فستعتمد الدالة الموجية أيضًا على قِيَم تلك الحقول ϕ_0 على Σ، لكنها لن تعتمد تمامًا على الزمن؛ لأنه لا يوجد تفضيل لإحداثياتٍ زمنية معيَّنة في كونٍ مغلق. تشير فرضية غياب الحدود إلى أن الدالة الموجية للكون تُعطى من خلال تكامل مسار على الحقول على منطويةٍ متراصَّة M^+، حدُّها الوحيد هو السطح Σ (الشكل ٥-٤). يُجرى تكامل المسار على جميع الدوال المترية وحقول المادة على M^+ التي تتوافق مع الدالة المترية h_{ij} وحقول المادة ϕ_0 على Σ.

يمكننا وصفُ موضع السطح Σ من خلال دالة τ لها ثلاثة إحداثيات x_i على Σ، لكن الدالة الموجية المعرَّفة بتكامل المسار لا يمكن أن تعتمد على τ أو اختيار الإحداثيات x_i. ويشير هذا إلى أن الدالة الموجية ψ لا بد أن تخضع لأربع معادلات تفاضلية للدوال، ثلاث منها تُسمى «قيود الزخم».

معادلات قيود الزخم

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial h_{ij}}\right)_{;j} = 0$$

تعبِّر قيود الزخم عن حقيقة أن الدالة الموجية لا بد أن تكون مُتماثلة للدوال المترية الثلاثية المختلفة h_{ij} التي يمكن الحصول عليها بعضها من بعض عن طريق تحويلات في الإحداثيات x_i. يُطلَق على المعادلة الرابعة اسم «معادلة ويلر–ديويت».

معادلة ويلر–ديويت

$$\left(G_{ijkl}\frac{\partial^2}{\partial h_{ij}\partial h_{kl}} - h^{\frac{1}{2}}\ {}^3R\right)\psi = 0.$$

وتُقابل هذه المعادلة استقلال الدالة الموجية لـ τ. ويمكننا اعتبارها معادلة شرودينجر للكون، لكنها لا تتضمن حدًّا اشتقاق للزمن؛ لأن الدالة الموجية لا تعتمد تمامًا على الزمن.

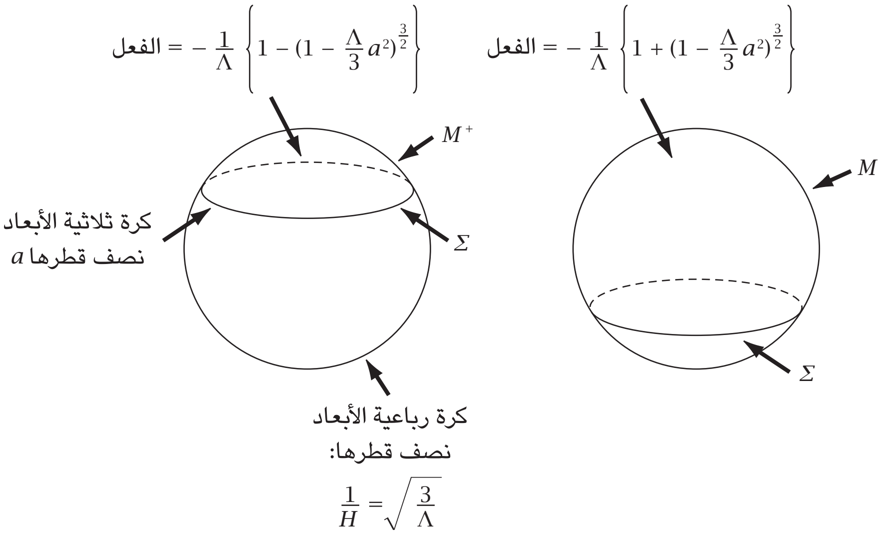
ولتقدير الدالة الموجية للكون، يمكننا استخدام تقريب نقطة السرج لتكامل المسار، كما في حالة الثقوب السوداء. نوجد دالةً مترية إقليدية g_0 على المنطوية M^+، تكون متوافقةً مع معادلات المجال، وتحفز الدالة المترية h_{ij} على الحد Σ. ويمكننا حينها توسيع نطاق الفعل في متسلسلة للقوى حول مترية الخلفية g_0.

$$I[g] = I[g_0] + \frac{1}{2}\delta g I_2 \delta g + \ldots$$

كما في السابق، يختفي الحدُّ الخطي في الاضطرابات. ويمكن اعتبار أن الحد التربيعي يمثِّل إسهام الجرافيتونات في الخلفية، واعتبار الحدود ذات الرتب الأعلى بمثابة تفاعلات بين الجرافيتونات. ويمكن تجاهلها عندما يكون نصف قطر منحنى الخلفية كبيرًا مقارنةً بمقياس بلانك؛ ولذلك فإن:

$$\psi \approx \frac{1}{(\det I_2)^{\frac{1}{2}}} e^{-I[g_0]}.$$

يمكننا أن نعرف طبيعة الدالة الموجية من خلال مثال بسيط. فلنفترض حالةً تخلو من حقول المادة، ولكن يوجد ثابتٌ كوني موجب Λ. لنعتبر أن السطح Σ هو كرةٌ ثلاثية الأبعاد، والدالة المترية h_{ij} هي الدالة المترية الدائرية لكرةٍ ثلاثية الأبعاد، والتي نصف قطرها a. عندئذٍ يمكن اعتبار أن المنطوية M^+ المحدودة بالسطح Σ عبارة عن كرةٍ



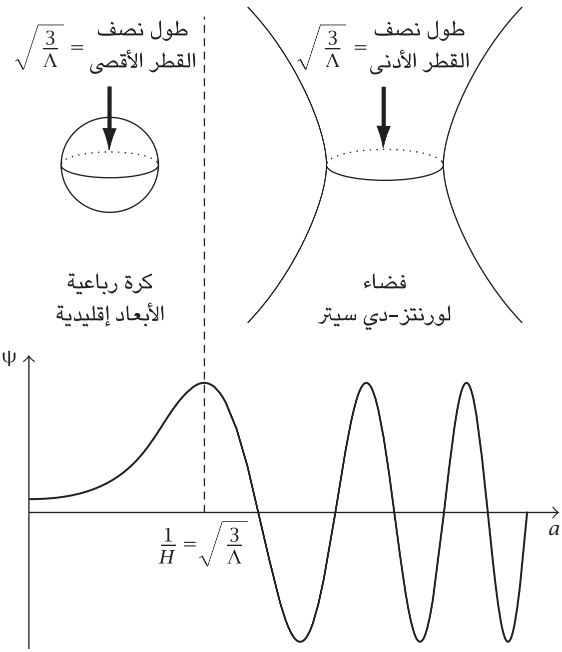
شكل ٥-٥: الحلَّان الإقليديان المحتملان M^+ مع الحد Σ، وفعل كل منهما.

رباعية الأبعاد. الدالة المترية التي تحقِّق معادلات المجال هي جزء من كرةٍ رباعية الأبعاد، نصف قطرها $\frac{1}{H}$، حيث $H^2 = \frac{\Lambda}{3}$ والفعل هو:

$$I = \frac{1}{16\pi}\int (R-2\Lambda)(-g)^{\frac{1}{2}}d^4x + \frac{1}{8\pi}\int K(\pm h)^{\frac{1}{2}}d^3x.$$

لسطحٍ كروي Σ ثلاثي الأبعاد، بنصف قطر أقل من $\frac{1}{H}$، يوجد حلَّان إقليديان محتملان: إما أن تكون M^+ أصغر من نصف كرة، وإما أن تكون أكبر (الشكل ٥-٥). لكن توجد آراءٌ مخالفة تشير إلى أنه علينا اختيار الحل الذي يُناظر مقدارًا أقل من نصف كرة.

يوضِّح الشكل التالي (الشكل ٥-٦) جزءًا من الدالة الموجية يسبِّبه فعلُ الدالة المترية g_0. عندما يكون نصف قطر Σ أقل من $\frac{1}{H}$، تزداد الدالة الموجية أسيًّا، مثل e^{a^2}، لكن عندما يكون a أكبر من $\frac{1}{H}$، يمكننا إكمال الناتج تحليليًّا لِقِيَم أصغر لـ a، والحصول على دالةٍ موجية تتذبذب بسرعة جدًّا.

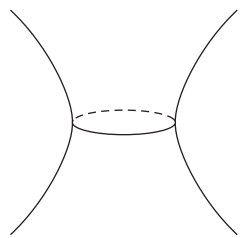


شكل ٥-٦: الدالة الموجية على صورة دالة لنصف قطر Σ.

ويمكننا تفسير هذه الدالة الموجية على النحو التالي. إن الحل الآتي للمعادلات الإقليدية المتضمنة الحد Λ والتي تتحلى بأقصى تناظر هو فضاء دي سيتر. ويمكن تضمينه على صورة سطح زائد في فضاء منكوفسكي الخماسي الأبعاد (انظر المربع ٥-أ). يمكننا النظر إليه باعتباره كونًا مغلقًا ينكمش من حجمٍ لا نهائي إلى الطول الأدنى لنصف القطر، ثم يتمدد أسيًّا مرةً أخرى. ويمكن كتابة الفضاء المتري في صورة كون فريدمان بمُعامل قياس $\cosh Ht$. واعتبار أن $\tau = it$ يحوِّل cosh إلى cos، وبذلك نحصل على الفضاء المتري الإقليدي على كرةٍ رباعية الأبعاد طولُ نصف قطرها $\frac{1}{H}$ (انظر المربع ٥-ب)؛ ومن ثَم نفهم فكرة أن الدالة الموجية التي تتغير أسيًّا مع الدالة المترية الثلاثية h_{ij} تُناظر فضاءً متريًّا إقليديًّا لزمنٍ تخيلي. وعلى الجانب الآخر، الدالة الموجية التي تتذبذب بسرعة تُناظر مترية لورنتز الآتية.

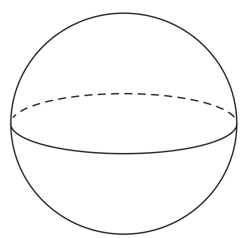
مربع ٥-أ: مترية لورنتز-دي سيتر

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{1}{H^2}\cosh^2 Ht\left(dr^2 + \sin^2 r(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right)$$



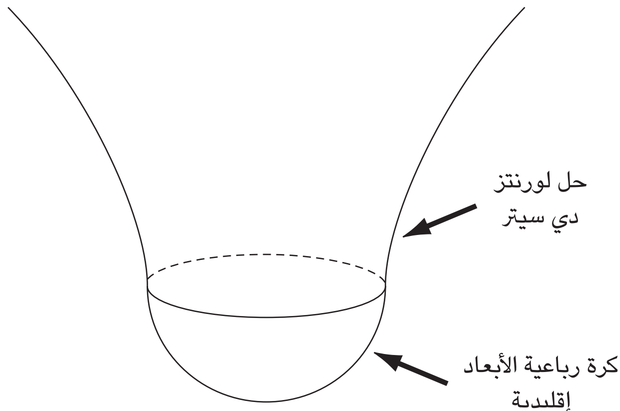
مربع ٥-ب: مترية إقليدية

$$ds^2 = d\tau^2 + \frac{1}{H^2}\cos^2 H\tau\left(dr^2 + \sin^2 r(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right)$$



كما في حالة التكوين الزوجي للثقوب السوداء، يمكننا وصف التكوين التلقائي للكون المتمدد أسيًّا. نربط النصف السفلي للكرة الإقليدية الرباعية الأبعاد بالنصف العلوي للسطح اللورنتزي الزائدي (انظر الشكل ٥-٧). وعلى عكس التكوين الزوجي للثقوب السوداء، لا يمكننا القول إن كون دي سيتر قد تكوَّن من طاقة المجال في فضاءٍ كان موجودًا من قبل، بل إنه يتكون من عدم؛ ليس فقط من الفراغ، بل من عدمٍ تام؛ لأنه لا يوجد شيءٌ خارج الكون. في النظام الإقليدي، كَوْن دي سيتر ما هو إلا فضاءٌ مغلق مثل

سطح الأرض، بيدَ أن له بُعدَين إضافيَّين. إذا كان الثابت الكوني صغيرًا مقارنةً بقيمة ثابت بلانك، فلا بد لانحناء الكرة الإقليدية الرباعية الأبعاد أن يكون صغيرًا. وسيعني ذلك أن تقريب نقطة السرج إلى تكامل المسار سيكون مناسبًا، وأن حساب الدالة الموجية للكون لن يتأثر بجهلنا بما يحدث عند الانحناءات الكبيرة جدًّا.



شكل ٥-٧: عملية التحرك في مسارٍ نفقي لإحداث كون متمدد، توضح عن طريق ربط نصف الحل الإقليدي بنصف حل لورنتز.

يمكننا أيضًا حلُّ معادلات المجال للفضاءات المترية الحدية التي ليست هي بالضبط الفضاء المتري الدائري للكرة الثلاثية الأبعاد. إذا كان نصف قطر الكرة الثلاثية الأبعاد أقلَّ من $\frac{1}{H}$، يكون الحل دالةً مترية إقليدية حقيقية. وسيكون الفعل حقيقيًّا، أما الدالة الموجية فسوف تتضاءل أسيًّا مقارنةً بالكرة الثلاثية الأبعاد الدائرية التي لها نفس الحجم. إذا كان نصف قطر الكرة الثلاثية الأبعاد أكبر من نصف القطر الحرج هذا، فسيوجد حلَّان مرافقان مركَّبان، وسوف تتذبذب الدالة الموجية بسرعة بتغيراتٍ طفيفة في h_{ij}.

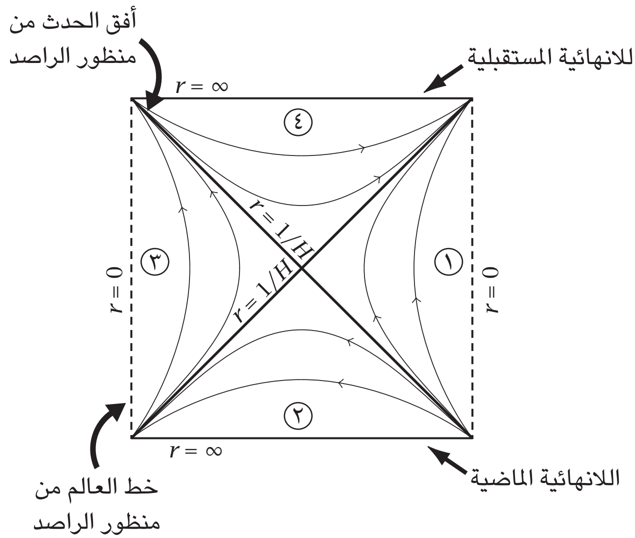
يمكن صياغة أي قياس يُجرى في مجال علم الكونيات بدلالة الدالة الموجية؛ ولذلك فإن فرضية غياب الحدود تحوِّل علم الكونيات إلى علمٍ فعلي؛ لأنه يمكننا توقعُ نتيجة أي ملاحظة. إن الحالة التي تناولناها للتَّو، حيث لا وجود لمجالات المادة، مع وجود ثابت كوني فقط، لا تُناظر الكون الذي نعيش فيه، لكنها تظل مثالًا مفيدًا؛ وذلك لأنه نموذجٌ

بسيط يمكن حلُّه على نحوٍ مباشر، وكذلك لأنه، كما سنرى، يبدو أنه يُناظر الوضع في المراحل الأولى من عمر الكون.

رغم عدم وضوح ذلك في الدالة الموجية، يتَّسم الكون في مترية دي سيتر بخصائص حرارية، فيما يُشبه نوعًا ما الثقب الأسود. ويمكننا رؤية هذا بكتابة مترية دي سيتر في صورةٍ ساكنة مثل حل شفارتسشيلد (انظر المربع ٥-ج).

مربع ٥-ج: الصورة الساكنة من مترية دي سيتر

$$ds^2 = -(1 - H^2r^2)dt^2 + (1 - H^2r^2)^{-1}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$$



توجد متفردةٌ واضحة عند $r = \frac{1}{H}$. لكن كما هو الحال في حلِّ شفارتسشيلد، يمكننا استبعادُها بتحول إحداثي، ويُناظر ذلك أفق الحدث. ويمكن رؤية ذلك من خلال مخطط كارتر-بنروز، وهو على شكل مربع. يمثِّل الخط الرأسي المتقطع على الجانب الأيسر مركز التناظر الكروي، حيث يقل نصف القطر r للكرة الثنائية الأبعاد حتى يصل إلى الصفر. ويوجد مركزٌ آخر للتناظر الكروي، يمثِّله الخط الرأسي المتقطع على الجانب الأيمن. أما

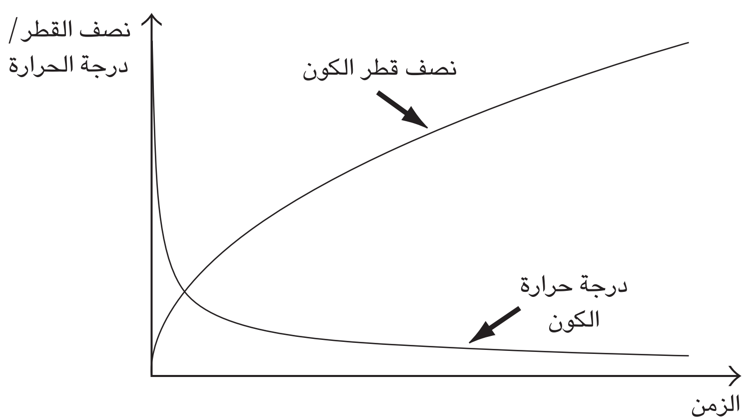
الخطَّان الأفقيَّان العُلوي والسفلي فيمثِّلان اللانهائية الماضية واللانهائية المستقبلية، وهما شِبه مكانيَّين في هذه الحالة. والخط القُطري الممتد من الطرف العلوي الأيسر إلى الطرف السفلي الأيمن يمثِّل حدَّ الماضي من منظورٍ راصد يقف عند مركز التناظر الأيسر؛ ومن ثَم يمكن تسميتُه أفق الحدث من منظوره. أما الراصد الذي ينتهي خطُّ عالمه في مكانٍ مختلف على اللانهائية المستقبلية، فسيكون له أفق حدث مختلف؛ ومن ثَم فإن أفق الحدث يختلف من شخص لآخر في فضاء دي سيتر.

بالعودة إلى الصورة الساكنة من مترية دي سيتر، واعتبار أن $\tau = it$، نحصل على دالةٍ مترية إقليدية. توجد متفردةٌ واضحة على أفق الحدث، لكن إذا ما حدَّدنا إحداثيًّا شعاعيًّا جديدًا، وعرَّفنا τ بالدورة $\frac{2\pi}{H}$، فسنحصل على فضاءٍ متري إقليدي منتظم، هو الكرة الرباعية الأبعاد. ولأن إحداثي الزمن التخيلي دوريٌّ، فإن فضاء دي سيتر وجميع المجالات الكمية الموجودة فيه سوف تتصرف وكأنها عند درجة حرارة temperature تُساوي $\frac{H}{2\pi}$. وحسبما سنرى، يمكننا رؤيةُ تتابعات درجة الحرارة هذه مُتمثلةً في التقلبات التي تحدث في إشعاع الخلفية الميكروي. يمكننا أيضًا تطبيقُ حجج مُماثلة لحالة الثقب الأسود في فعل حل دي سيتر الإقليدي، ونجد أن له إنتروبيا entropy داخلية قيمتها $\frac{\pi}{H^2}$، وهو يُساوي ربع مساحة أفق الحدث area of event horizon. ومرةً أخرى، تظهر هذه الإنتروبيا لأسبابٍ طوبولوجية: عدد أويلر للكرة الرباعية الأبعاد هو اثنان. وهذا يعني أنه لا يمكن أن يوجد إحداثيٌّ زمني عام على فضاء دي سيتر الإقليدي. ويمكننا تفسيرُ هذه الإنتروبيا الكونية على أنها تعكس جهلَ المُراقب بالكون خارج أفق الحدث الذي يراه.

دالة مترية إقليدية دورية، دورتها $\frac{2\pi}{H}$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{c} \text{Temperature} = \dfrac{H}{2\pi} \\[2ex] \text{Area of event horizon} = \dfrac{4\pi}{H^2} \\[2ex] \text{Entropy} = \dfrac{\pi}{H^2} \end{array} \right\}$$

إن فضاء دي سيتر لا يُعَد نموذجًا جيدًا للكون الذي نعيش فيه؛ وذلك لأنه فارغ ويتمدد أسيًّا. إننا نرى أن الكون يحتوي على المادة، ونستنبط من إشعاع الخلفية الميكروي ووفرة العناصر الضوئية أنه لا بد أنه كان أكثر سخونةً وكثافة بكثير في الماضي؛ ولذلك فإن المخطط الأبسط الذي يتسق مع ملاحظاتنا هو نموذج «الانفجار الكبير الساخن» (انظر الشكل ٥-٨). في هذا النموذج، نجد أن الكون يبدأ بمتفردةٍ مليئة بالإشعاع عند درجة حرارة لا نهائية. وكلما تمدَّد، يبرد الإشعاع وتنخفض كثافة طاقته. وفي النهاية، تُصبح كثافة طاقة الإشعاع أقل منها في كثافة المادة غير النسبية، وتُهيمن المادة على عملية التمدد، لكن يظلُّ بإمكاننا ملاحظة بقايا الإشعاع في خلفية من الإشعاع الميكروي عند درجة حرارة حوالَي $3°K$ فوق الصفر المطلق.



شكل ٥-٨: . نِصف قطر الكون ودرجة حرارته على صورة دالة في الزمن، ممثَّلةً في نموذج الانفجار الكبير الساخن.

إن مشكلة نموذج الانفجار الكبير الساخن هي نفس مشكلة كل ما يتعلق بعلم الكونيات — الذي يفتقر إلى وجود نظرية للظروف الأولية — وهي افتقاره للقدرة التنبُّئية. ولأن النسبية العامة تنهار عند المتفردات، يمكن لأي شيء أن يصدر من الانفجار الكبير. لماذا إذن نجد الكونَ مُتجانسًا جدًّا ومتَّحدَ الخواص على نطاقٍ واسع، مع احتوائه

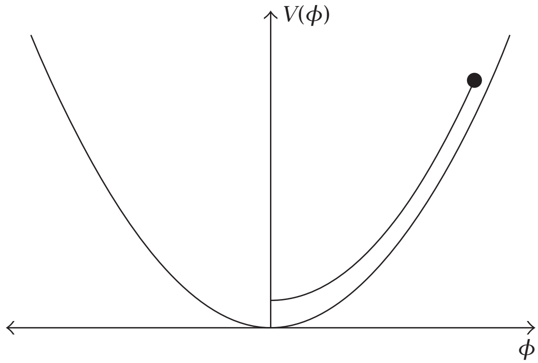
بعضَ حالات الشذوذ المحلية مثل المجرات والنجوم؟ ولماذا نجد الكون قريبًا جدًّا من الحد الفاصل بين الانهيار مرةً أخرى والتمدد إلى ما لا نهاية؟ من أجل أن يحدث هذا القرب كما هو حالنا الآن، لا بد أن معدل التمدُّد في بداية الكون قد اختير بدقةٍ لا مثيل لها. فلو أن معدل التمدد بعد الانفجار الكبير بثانيةٍ واحدة كان أقلَّ بجزء من 10^{10}، كان الكون سينهار بعد بضعة ملايين من السنين. ولو أنه كان أكبرَ بمقدار جزء من 10^{10}، كان الكون سيصبح فارغًا تمامًا بعد بضعة ملايين من السنين. وفي كلتا الحالتين، لم يكن الكون سيستمر مدةً تسمح بظهور الحياة فيه؛ لذلك على المرء أن يؤمن بمبدأ الوجود الإنساني، أو يجد تفسيرًا فيزيائيًّا للحالة التي عليها الكون.

> لا يفسِّر نموذج الانفجار الكبير الساخن السبب في أن:
>
> (١) الكون شِبه متجانس ومتحِد الخواص، ولكن مع وجود اضطرابات صغيرة فيه.
>
> (٢) الكون يتمدد بالمعدل الحرج بالضبط تقريبًا؛ لتفادي الانهيار مجددًا.

وقد ادَّعى البعض أن ما يُسمى بـ «التضخم» يُغْني عن الحاجة النظرية للظروف الأولية. تدور فكرة التضخم حول أنه يمكن للكون أن يبدأ من الانفجار الكبير وهو في أي حالة تقريبًا. في أجزاء الكون التي تكون فيها الظروف مناسبةً توجد فترة من التمدد المطرد تُسمى التضخم. يمكن لذلك أن يتسبَّب في زيادة حجم المنطقة بمُعاملٍ ضخم يبلغ 10^{30} أو أكثر، بل قد يجعل المنطقة أيضًا متجانسةً ومتحِدة الخواص، ويجعلها تتمدد بالمعدل الحرج بالضبط؛ لتفادي الانهيار مجددًا. وحينها يمكن الادعاء بأن الحياة الذكية ستنشأ فقط في المناطق التي تضخَّمت؛ ولذلك يجب ألا نندهش من أن المنطقة التي نحن فيها متجانسة ومتحدة الخواص، وآخذة في التمدد بالمعدل الحرج بالضبط.

ولكن لا يمكن للتضخم وحده أن يفسِّر حالة الكون الحالية. يمكن لنا أن نُلاحظ هذا لو أخذنا أيَّ حالة من حالات الكون الآن وعُدنا بالزمن إلى ماضيها. لو كانت تحتوي على كميةٍ كافية من المادة، سنستنبط من مبرهنات المتفردات أنه كانت توجد متفردة في الماضي. ويمكننا اختيارُ الظروف الأولية للكون عند الانفجار الكبير لتكون الظروف الأولية في هذا النموذج. وبهذه الطريقة، يمكننا إظهارُ أن الظروف الأولية الاعتباطية في الانفجار الكبير يمكنها أن تؤدي إلى أي حالة الآن. لا يمكننا حتى دحض فكرة أن أغلب الحالات

الأولية تؤدي إلى حالة كتلك التي نُلاحظها اليوم؛ فالقياس الطبيعي للظروف الأولية التي تؤدي بالفعل إلى كون كالذي نعيش فيه، وكذلك للظروف التي لا تؤدي إلى ذلك، هو قياس لا نهائي؛ ولذلك لا يمكننا ادعاء أن أحدها أكبر من الآخر.



شكل ٥-٩: تمثيل لجهد مجال قياسي ضخم.

على الجانب الآخر، رأينا أنه، في حال كانت الجاذبية تتضمن ثابتًا كونيًّا من دون مجالات المادة، يمكن حينها أن يؤدي شرطُ غياب الحدود إلى كونٍ يمكن التنبؤ به في حدود نظرية الكم. لم يَصِف هذا النموذج تحديدًا الكون الذي نعيش فيه، الذي هو مليء بالمادة وله ثابتٌ كوني قيمتُه صفر، أو قيمة صغيرة جدًّا، لكن يمكننا الحصول على نموذجٍ أكثر واقعيةً باستبعاد الثابت الكوني وتضمين مجالات المادة. وتحديدًا، يبدو أننا نحتاج إلى مجالٍ قياسي ϕ بجهد $V(\phi)$. سأفترض أن V له قيمة صغرى تُساوي صفرًا عند $\phi = 0$. مثالٌ بسيط على ذلك هو مجال قياسي ضخم $V = \frac{1}{2}m^2\phi^2$ (الشكل ٥-٩).

موتر الطاقة وكمية الحركة لمجال قياسي

$$T_{ab} = \phi_{,a}\phi_{,b} - \frac{1}{2}g_{ab}\phi_{,c}\phi^{,c} - g_{ab}V(\phi).$$

يمكننا أن نرى من موتر الطاقة وكمية الحركة أنه إذا كان انحدار ϕ صغيرًا، فإن تأثير $V(\phi)$ يُشبِه تأثير ثابت كوني فعَّال.

ستعتمد الدالة الموجية الآن على القيمة ϕ_0 الخاصة بـ ϕ على السطح Σ، وكذلك على الدالة المترية المحفَّزة h_{ij}. يمكننا حلُّ معادلات المجال للفضاءات المترية الصغيرة الدائرية ذات الأشكال الكروية الثلاثية الأبعاد، وقيم كبيرة لـ ϕ_0. والحل بهذا الحد هو تقريبًا جزء من شكلٍ كروي رباعي الأبعاد ومجالٍ شِبه ثابت ϕ. ويُشبِه ذلك حالة دي سيتر، بحيث يؤدي الجهد $V(\phi_0)$ دَورَ الثابت الكوني. وعلى نحوٍ مُماثل، إذا كان نصف القطر a للشكل الكروي الثلاثي الأبعاد أكبرَ قليلًا من نصف قطر الشكل الكروي الرباعي الأبعاد الإقليدي، فسيوجد حلَّان مترافقان مركبان، وسيكونان أشبه بنصف الشكل الكروي الرباعي الأبعاد الإقليدي، موصولًا بحل لورنتز–دي سيتر، بقيمةٍ شِبه ثابتة ϕ؛ ولذلك فإن فرضية غياب الحدود تتنبَّأ بالتكون التلقائي لكونٍ يتمدَّد أسيًّا في هذا النموذج، وأيضًا في حالة دي سيتر.

ولننظر الآن في تطور هذا النموذج. بعكس حالة دي سيتر، لن يستمرَّ الكون في التمدد الأسي. سينحدر المجال القياسي مع الجهد V حتى يصل إلى القيمة الصغرى عند $\phi = 0$. لكن لو كانت قيمة ϕ الأولية أكبرَ من قيمة بلانك، فإنَّ معدل الانحدار سيكون بطيئًا مقارنةً بالمقياس الزمني للتمدُّد؛ ومن ثَم سيتمدد الكون بمعدلٍ كبير على نحوٍ أسِّي تقريبًا. وعند وصول المجال القياسي إلى الرتبة واحد، سيبدأ في التذبذب حول $\phi = 0$. ولأغلب الجهود V، ستكون التذبذبات سريعةً مقارنةً بزمن التمدُّد. عادةً يُفترض أن الطاقة في تذبذبات المجال القياسي هذه ستتحول إلى أزواج من جسيماتٍ أخرى، وستُسخِّن الكون. لكن هذا يعتمد على افتراضٍ معيَّن حول سهم الزمن. وسأعود لهذه النقطة بعد قليل.

لو كان التمدد الأسي بمُعاملٍ كبير قد حدث فعلًا، لكان معدل تمدُّد الكون هو المعدل الحرج بالضبط تقريبًا؛ ولذلك يمكن لفرضية غياب الحدود أن تفسِّر السبب في أن الكون ما زال قريبًا جدًّا من المعدل الحرج للتمدد. ولمعرفة ما تتنبَّأ به الفرضية فيما يخصُّ مدى تجانس الكون واتحاد خواصه، علينا أخذُ الدوال المترية الثلاثية h_{ij} في الاعتبار، وهي عبارة عن اضطرابات في الفضاء المتري الدائري ذي الشكل الكروي الثلاثي الأبعاد. ويمكننا توسيع نطاق ذلك بدلالة التوافقيات الكروية. توجد ثلاثة أنواع من هذه التوافقيات: التوافقيات القياسية، والتوافقيات المتجهة، والتوافقيات الموترة. تعكس التوافقيات المتجهة التغيرات في الإحداثيات x_i على كراتٍ ثلاثية الأبعاد متتابعة، وليس لها

أيُّ دور ديناميكي. أما التوافقيات الموترة فهي تعكس الموجات الثقالية في الكون المتمدد، بينما تعكس التوافقيات القياسية في جانب منها الحرية الإحداثية، وفي جانبٍ آخر تعكس اضطرابات الكثافة.

التوافقيات الموترة–الموجات الثقالية
التوافقيات المتجهة–معيار
التوافقيات القياسية–اضطرابات الكثافة

يمكننا كتابة الدالة الموجية ψ على صورة حاصل ضرب دالة موجية ψ_0 لفضاءٍ متري دائري من كرةٍ ثلاثية الأبعاد، بنصف قطر a، في دوال موجية لعوامل التوافقيات:

$$\psi[h_{ij}, \phi_0] = \psi_0(a, \overline{\phi})\psi_a(a_n)\psi_b(b_n)\psi_c(c_n)\psi_d(d_n)$$

ويمكننا بعد ذلك توسيع نطاق معادلة ويلر–ديويت للدالة الموجية لتشمل جميع الرُّتب في نصف القطر a والمجال القياسي المتوسط $\overline{\phi}$، والرتبة الأولى في الاضطرابات؛ ومن ثَم نحصل على معادلات شرودينجر لمعدل تغيُّر دوال الاضطراب الموجية بالنسبة إلى إحداثي الزمن الخاص بالفضاء المتري الخلفي.

معادلات شرودينجر

$$i\frac{\partial\psi(d_n)}{\partial t} = \frac{1}{2a^3}\left(-\frac{\partial^2}{\partial d_n^2} + n^2 d_n^2 a^4\right)\psi(d_n), \text{ إلخ.}$$

ويمكننا الاستعانة بشرط غياب الحدود للوصول إلى الظروف الأولية لدوال الاضطراب الموجية. نحلُّ معادلات المجال لكرةٍ ثلاثية الأبعاد صغيرة ولكنها مشتَّتة بعض الشيء؛ وبذلك نحصل على دالة الاضطراب الموجية في الدورة المتمددة أسيًّا؛ ومن ثَم يمكننا تطويرها باستخدام معادلة شرودينجر.

إن التوافقيات الموترة التي تعكس الموجات الثقالية هي أبسط ما يمكن أخذه في الاعتبار؛ إذ ليس لها أي درجات حرية معيارية، وهي لا تتداخل مباشرةً مع اضطرابات المادة. يمكننا الاستعانة بشرط غياب الحدود لحل المعادلة للحصول على الدالة الموجية الأولية لمعاملات التوافقيات الموترة d_n في الفضاء المتري المضطرب.

الحالة الأرضية

$$\psi(d_n)\ \alpha\ e^{-\frac{1}{2}na^2d_n^2} = e^{-\frac{1}{2}\omega x^2},$$

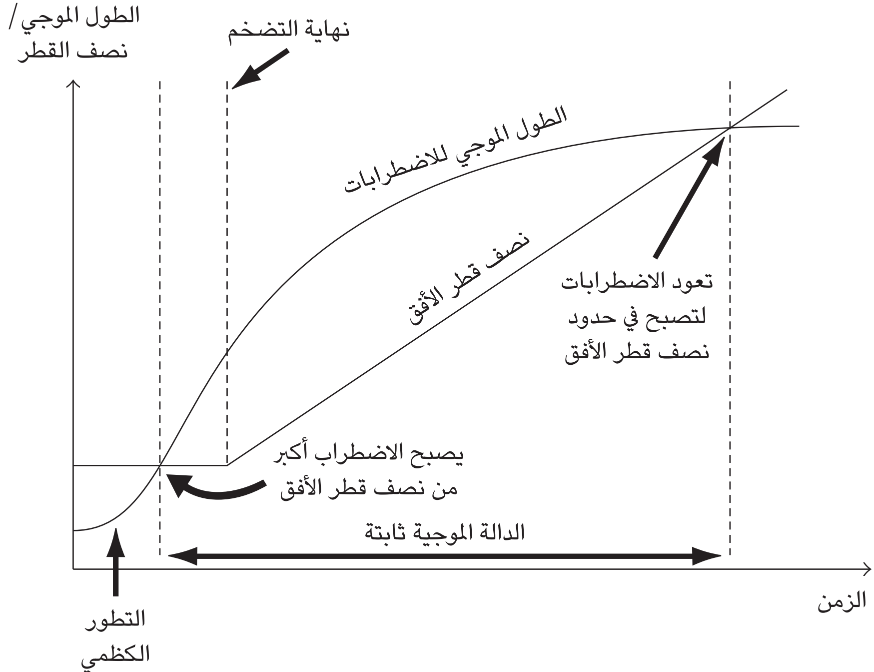
حيث:

$$\omega = \frac{n}{a} \text{ و } x = a^{\frac{3}{2}} d_n$$

وسنجد أنها الدالة الموجية في الحالة الأرضية، التي تعبِّر عن مذبذبٍ توافقي عند تردُّد الموجات الثقالية. مع تمدُّد الكون ينخفض التردد. وبينما يكون التردد أكبر من معدل التمدد $\dot{a}/a$، تسمح معادلة شرودينجر للدالة الموجية بالتراخي على نحوٍ كظمي، وسيظل المنوال في حالته الأرضية. لكن في النهاية سوف يُصبح التردد أقلَّ من معدل التمدد، وهو تقريبًا ثابتٌ أثناء التمدد الأسي. وعندما يحدث هذا، لن تعود معادلة شرودينجر قادرةً على تغيير الدالة الموجية بسرعةٍ كافية لتظل في الحالة الأرضية مع تغيُّر التردد. بدلًا من ذلك، ستظل على شكلها الذي كانت عليه عند انخفاض التردد إلى مقدارٍ أقل من معدل التمدد.

بعد انتهاء حقبة التمدد المطرد، سينخفض معدل التمدد على نحوٍ أسرع من تردُّد المنوال. وهذا يُشبِه أن نقول إن أفق الحدث من منظور المُراقب، وهو معكوس معدل التمدد، يزداد على نحوٍ أسرع من الطول الموجي للمنوال؛ ومن ثَم فإن الطول الموجي سيصبح أطولَ من الأفق أثناء فترة التضخم، وسوف يعود فيما بعدُ ليصبح في حدود الأفق (الشكل ٥-١٠).

وحينها ستكون الدالة الموجية ما زالت كما كانت عند ثباتها، أما التردد فسيكون أقلَّ بكثير؛ ومن ثَم ستعبر الدالة الموجية حينها عن حالةٍ عالية الإثارة، وليس الحالة الأرضية كما كانت عند ثبات الدالة الموجية. وسوف ينتج عن إثارات الكم هذه التي تحدث



شكل ٥-١٠: الطول الموجي ونصف قطر الأفق على صورة دالة في الزمن، في طور التضخم.

لأوضاع الموجات الثقالية تقلبات زاوية في إشعاع الخلفية الميكروي، الذي سعتُه هي معدل التمدد (بوحدات بلانك) في الزمن الذي ثبتت فيه الدالة الموجية؛ ومن ثَم فإن مشاهدات «مستكشف الخلفية الكونية» COBE، التي تُشير إلى حدوث تقلبات بمقدار جزء واحد من 10^5 في إشعاع الخلفية الميكروي، تضع حدًّا علويًّا مقداره 10^{-10} بوحدات بلانك على كثافة الطاقة حين ثبتت الدالة الموجية. وهذه مقادير منخفضة بما يُتيح للتقديرات التي استخدمتها أن تكون دقيقة.

لكن التوافقيات الموترة للموجات الثقالية تضع حدًّا علويًّا فقط للكثافة في وقت الثبات. والسبب في ذلك هو أنه يتبيَّن أن التوافقيات القياسية تؤدي إلى تقلباتٍ أكبر في إشعاع الخلفية الميكروي. توجد درجتَا حرية متوافقة قياسيًّا في دالة الفضاء المتري

الثلاثي h_{ij}، ودرجة واحدة في المجال القياسي، لكنَّ اثنتَين من هذه الدرجات القياسية تعكسان حريةً إحداثية؛ ومن ثَم فإنه توجد درجة حرية قياسية فيزيائية واحدة فقط، وهي تُقابل اضطرابات الكثافة.

إن تحليل الاضطرابات القياسية يُشبِه كثيرًا تحليلَ التوافقيات الموترة إذا ما استخدمنا اختيارًا إحداثيًّا معينًا للفترة حتى ثبات الدالة الموجية، وآخر لما بعد ذلك. عند التحويل من نظامٍ إحداثي معيَّن لنظام إحداثي آخر، تتضاعف السعات بعامل معدل التمدد مقسومًا على متوسط معدل تغيُّر ϕ. وسوف يعتمد هذا العامل على ميل منحنى الجهد، لكنه سيكون عشرة على الأقل للجهود المعقولة. هذا يعني أن التقلبات في إشعاع الخلفية الميكروي التي تُسبِّبها اضطرابات الكثافة ستكون أكبر بمقدار عشر مرات على الأقل من تلك التي تُسبِّبها الموجات الثقالية؛ ومن ثَم فإن الحد العلوي لكثافة الطاقة عند ثبات الدالة الموجية هو 10^{-12} فقط من كثافة بلانك، وهو يقع في نطاق صحة التقديرات التي استخدمتها؛ ومن ثَم يبدو أننا لا نحتاج حتى إلى نظرية الأوتار لفهم نشأة الكون.

ويتفق طيف التقلبات ذات المقياس الزاوي — ضمن نطاق مدى دقة الملاحظات الحالية — مع التنبؤ بأنه لا بد ألا يكونَ لها أيُّ قياس تقريبًا. وحجم اضطرابات الكثافة هو بالضبط المطلوب لتفسير تشكُّل المجرات والنجوم؛ ومن ثَم يبدو أن فرضية غياب الحدود يمكنها تفسير بنية الكون بأكملها، بما في ذلك الأشياء الصغيرة التي تجعله غير متجانس بعض الشيء، ومنها نحن أنفسنا.

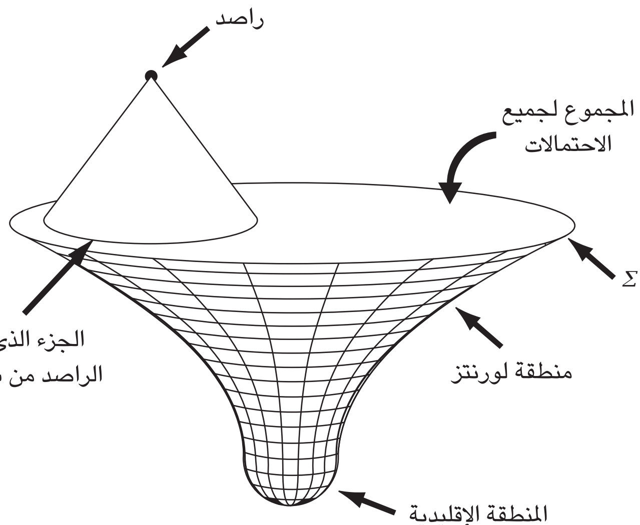
تنبؤات «مستكشف الخلفية الكونية» زائد اضطرابات الموجات الثقالية	$\Rightarrow$	الحد العلوي لكثافة الطاقة 10^{-10} من كثافة بلانك
زائد اضطرابات الكثافة	$\Rightarrow$	الحد العلوي لكثافة الطاقة 10^{-12} من كثافة بلانك
درجة الحرارة الثقالية الداخلية في بداية عمر الكون	$\approx$	10^{-6} من درجة حرارة بلانك = 10^{26} درجة

ويمكننا اعتبار أن الاضطرابات في إشعاع الخلفية الميكروي تنشأ عن التقلبات الحرارية في المجال القياسي ϕ. إن درجة حرارة فترة التضخم تُساوي معدل التمدد على

2π الزمن التخيلي؛ ولذلك يمكننا القول بأنه ليس علينا إيجاد ثقب أسود أولي صغير؛ فقد رصدنا بالفعل درجة حرارة جذبية داخلية تُساوي تقريبًا 10^{26} درجة، أو 10^{-6} من درجة حرارة بلانك.

ماذا إذن عن الإنتروبيا الداخلية المرتبطة بأفق الحدث الكوني؟ هل يمكننا رصدها؟ أظن أنه يمكننا ذلك، وأظن أنها تعكس حقيقة أن الأجرام مثل المجرَّات والنجوم هي أجرامٌ كلاسيكية، وإن كانت تتكوَّن بفعل التقلبات الكمية. إذا نظرنا إلى الكون على سطحٍ شِبه مكاني Σ يغطِّي مساحة الكون كلها، في وقتٍ ما، فإنه حينها يكون في حالةٍ كمية منفردة يمكن وصفها بواسطة الدالة الموجية ψ. لكن لا يمكننا أبدًا أن نرى أكثر من نصف Σ، ونحن نجهل تمامًا ماهية الكون فيما هو أبعد من مخروطنا الضوئي الماضي. هذا يعني أنه بحساب الاحتمال للملاحظات، علينا أخذ المجموع لجميع الاحتمالات للجزء الذي نراه من السطح Σ (الشكل ٥-١١). ويتمثل تأثير عملية الجمع في تغيير الجزء الذي نرصده من الكون، ليتحول من حالةٍ كمية منفردة إلى ما يُسمى «حالة مختلطة»، وهي عبارة عن تنظيمٍ إحصائي لاحتمالاتٍ مختلفة. إن عدم الترابط هذا — كما يُطلَق عليه — هو أمرٌ ضروري إذا كان لنظامٍ أن يسلك مسلكًا كلاسيكيًّا وليس كميًّا. عادةً ما يُحاول الناس تفسيرَ عدم الترابط بإرجاعه إلى التفاعلات التي تحدث مع نظامٍ خارجي غير مَقيس، كحمَّام ساخن مثلًا. لكن في حالة الكون، لا يوجد نظامٌ خارجي، بيدَ أنني أرجِّح أن السبب الذي يجعلنا نرصد المسلك الكلاسيكي هو أنه لا يمكننا سوى رؤية جزء فقط من الكون. قد نعتقد أنه في وقتٍ لاحق سنتمكَّن من رؤية الكون بأكمله، وأن أفق الحدث سيختفي، لكن الأمر ليس كذلك؛ ففرضية غياب الحدود تشير إلى أن الكون مغلق مكانيًّا. والكون المغلق سينهار مجددًا قبل أن يتسنَّى للراصد أن يرى الكون بأكمله. لقد حاولتُ إثبات أن الإنتروبيا في كون كهذا ستُساوي ربع مساحة أفق الحدث عند زمن التمدد الأقصى (الشكل ٥-١٢)، لكن في الوضع الحالي يبدو أنني أحصل على عاملٍ مقداره ٣ / ١٦، وليس ١ / ٤. يبدو إذن أنني إما أتبع مسارًا خاطئًا، أو أن شيئًا ما قد فاتني.

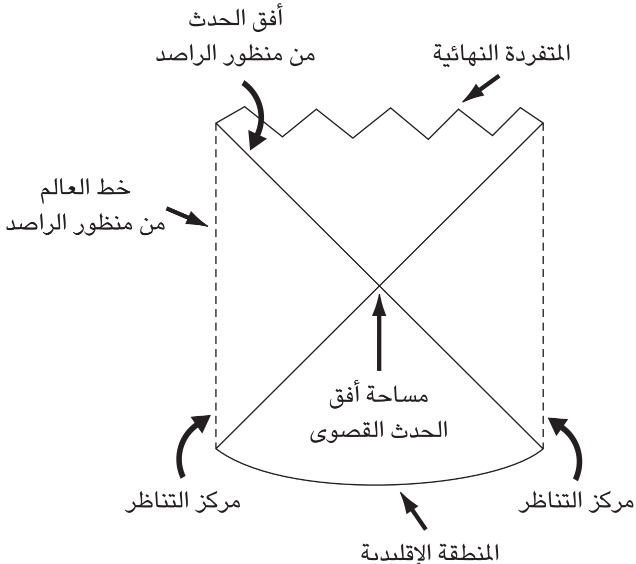
سأُنهي هذه المحاضرة بالحديث عن موضوع لكلٍّ منَّا — أنا وبنروز — وجهة نظر مختلفة تمامًا فيه؛ وهو سهم الزمن. ثَمة فرقٌ واضح جدًّا بين اتجاه الزمن إلى الأمام واتجاهه إلى الخلف في منطقتنا من الكون. كلُّ ما عليك فعله هو تشغيل فيلم عكسيًّا، للخلف، لترى الفرق؛ فبدلًا من أن تسقط الأكواب من فوق الطاولة وتنكسر، ستُشاهدها



شكل ٥-١١: يرى الراصد جزءًا فقط من أي سطح Σ.

تلتئم من تلقاء نفسها وتقفز لتعود مرةً أخرى إلى الطاولة. تخيَّل لو كانت الحياة الواقعية هكذا.

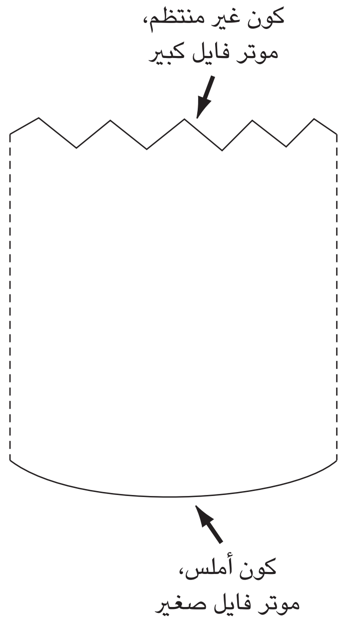
إن القوانين المحلية التي تنطبق على المجالات الفيزيائية مُتناظرة زمنيًّا، أو — لنكون أكثر دقةً — تتسم بثبات التناظر من حيث الشحنة والتكافؤ والمعكوس الزمني (ويُسمى تناظر CPT)؛ ومن ثَم فإن الفرق الملحوظ بين الماضي والمستقبل لا بد أنه نابع من شروط الحد الخاصة بالكون. لنفترض أن الكون مغلقٌ مكانيًّا، وأنه يتمدد ليصل إلى أقصى حجم له ثم ينهار مجددًا. كما أكَّد بنروز، سيختلف الكون كثيرًا بين بداية هذا التاريخ ونهايته. يبدو أنه كان أملسَ جدًّا ومنتظمًا عند ما نُطلِق عليه نشأة الكون، لكن عند انهياره مرةً أخرى، نتوقع أن يكون حينها عالي الفوضوية وغير منتظم. ولأنه توجد أنماطٌ فوضوية أكثر بكثير من تلك المرتبة، فهذا يعني أن الظروف الأولية لا بد أنها قد اختيرت بمستوًى مذهل من الدقة.



شكل ٥-١٢: سينهار الكون حتى لا يتبقى سوى المتفردة النهائية، قبل أن يتمكن الراصد من رؤية الكون كله.

ولذلك يبدو أنه لا بد من وجود شروط حد مختلفة عند طرفَي الزمن. أما روجر فيقول إن موتر فايل لا بد له أن يختفي عند أحد طرفَي الزمن، ولكن ليس عند الآخر. موتر فايل هو ذلك الجزء من انحناء الزمكان الذي لا تحدِّده المادة محليًّا من خلال معادلات أينشتاين. ويكون ضئيلًا في المراحل الأولى الملساء المرتبة، ولكن كبيرًا في الكون الآخذ في الانهيار؛ ومن ثَم فإن هذا الطرح سيميِّز بين طرفَي الزمن، وبذلك قد يُفسر سهم الزمن (الشكل ٥-١٣).

أعتقد أن طرح روجر — من نواحٍ عدة — هو فايل. أولًا: هو لا يخضع لتناظر CPT. من وجهة نظر روجر، هذه ميزة، لكنني أظن أنه علينا التمسك بالتناظر، إلا لو كان ثَمة أسبابٌ قوية تدفعنا للتخلي عنه. من وجهة نظري التي سأدافع عنها، ليس من الضروري التخلي عن تناظر CPT. ثانيًا: لو كانت قيمة موتر فايل صفرًا بالضبط في المراحل المبكرة



شكل ٥-١٣: فرضية موتر فايل للتمييز بين طرفَي الكون.

من الكون، لكان متجانسًا ومتحد الخواص بالضبط، ولبقي على هذا الحال طوال الزمن. ليس بإمكان فرضية فايل التي يطرحها روجر أن تفسر التقلبات التي تحدث في الخلفية، ولا الاضطرابات التي نشأت عنها المجرات والأجرام، والتي نحن مثال عليها.

أوجه الاعتراض على فرضية موتر فايل

(١) لا يخضع لتناظر CPT.

(٢) لا يمكن لقيمة موتر فايل أن تكون صفرًا بالضبط. هذا لا يفسر التقلبات الطفيفة.

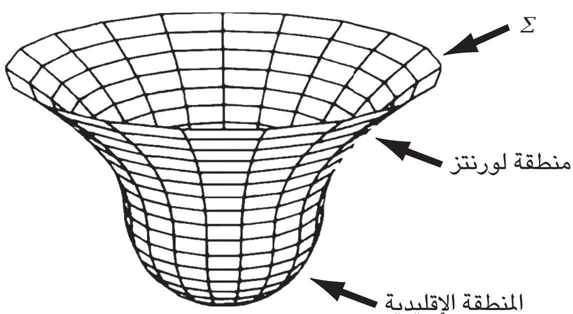
ورغم هذا كله، أعتقد أن روجر استطاع أن يحدِّد فرقًا مهمًّا بين طرفَي الزمن، لكن في الحقيقة لا يُفترَض طرح مسألة أن قيمة موتر فايل كانت صغيرة عند أحد الطرفين على أنها من شروط الحد الخاصة، بل يجب استنباطها من مبدأٍ أكثر جوهرية، وهو فرضية غياب الحدود. وكما رأينا، يشير هذا إلى أن الاضطرابات في نصف الشكل الكروي الرباعي الأبعاد الإقليدي الموصل بحل لورنتز-دي سيتر هي في حالتها الأرضية. ويعني ذلك أنها أصغر ما يمكن، وهو ما يتسق مع مبدأ عدم التيقن؛ ومن ثَم يشير ذلك إلى شرط موتر فايل الذي يطرحه روجر: لن تكون قيمة موتِّر فايل صفرًا بالضبط، لكنها ستكون أقرب ما يمكن إلى الصفر.

في البداية ظننت أن تلك الحُجج بشأن كون الاضطرابات في حالتها الأرضية ستنطبق على طرفَي دورة التمدد والانقباض. يبدأ الكون أملسَ ومرتبًا، ثم مع تمدده يصبح أكثر فوضوية وغيرَ منتظم. لكنني ظننت أنه مع انكماشه لا بد وأن يعود إلى حالةٍ ملساء ومرتبة. وكان ذلك سيقتضي أن ينعكس سهمُ الزمن الحراري الديناميكي في مرحلة الانقباض. ستلتئم الأكواب تلقائيًّا وتقفز للخلف عائدةً إلى سطح الطاولة، وسيصغر الناس في السن بدلًا من أن يهرموا، بينما يصغر الكون مجددًا. لن يكون مُجديًا أن ننتظر انهيار الكون مجددًا لنعود إلى شبابنا؛ لأن ذلك سيستغرق وقتًا طويلًا. لكن لو انعكس سهمُ الزمن مع انقباض الكون، فقد ينعكس أيضًا داخل الثقوب السوداء. لكنني لا أنصح بالقفز في ثقبٍ أسود لإطالة العمر.

لقد كتبت بحثًا أدَّعي فيه أن سهم الزمن سينعكس عند انكماش الكون مجددًا. لكن بعد مناقشات مع دون بايج وريموند لافلام، اقتنعتُ بأني ارتكبت أكبر خطأ في حياتي، على الأقل فيما يخص الفيزياء: لن يعود الكون بانهياره إلى الحالة الملساء. هذا يعني أن سهم الزمن لن ينعكس، بل سيظل كما هو مشيرًا إلى نفس اتجاه التمدد.

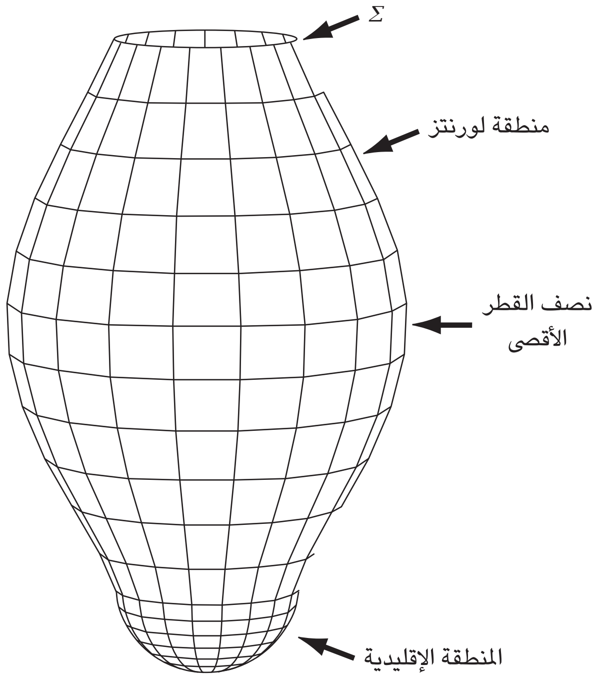
كيف إذن لطرفَي الزمن أن يكونَا مختلفين؟ ولماذا تكون الاضطرابات ضئيلةً عند أحد طرفَيه دون الآخر؟ السبب هو أنه يوجد حلَّان مركَّبان محتملان لمعادلات المجال، ويتماشيان مع نطاقٍ صغير من كرةٍ ثلاثية الأبعاد. الأول كما ذكرت مسبقًا هو تقريبًا نصف الشكل الكروي الرباعي الأبعاد الإقليدي، موصل بجزءٍ صغير من حل لورنتز-دي سيتر (الشكل ٥-١٤). أما الحل المحتمل الثاني فيشمل نفس نصف الشكل الكروي الرباعي الأبعاد الإقليدي، موصل بحل لورنتز الذي يتمدد حتى يصبح طول نصف قطره

كبيرًا جدًّا، ثم ينقبض مجددًا ليصل إلى نصف القطر الصغير للنطاق المعطى (الشكل ٥-١٥). وبالطبع أحدُ الحلَّين يخصُّ أحدَ طرفَي الزمن، والثاني يخصُّ الطرف الآخر. ويعود السبب في وجود فرق بين الطرفين إلى حقيقة أن الاضطرابات في الدالة المترية الثلاثية h_{ij} تكون منخفضة جدًّا في حالة الحل الأول، ولها فترة لورنتز قصيرة. بيد أنها قد تكون كبيرة جدًّا من دون أن تكون منخفضة انخفاضًا كبيرًا في حالة الحل الذي يتمدد ثم ينقبض مجددًا. يؤدي هذا إلى ظهور الفرق بين طرفَي الزمن الذي أشار إليه روجر. عند أحد الطرفين، كان الكون أملسَ جدًّا، وكانت قيمة موتر فايل صغيرة جدًّا، لكنها لا يمكن أن تكون صفرًا بالضبط؛ لأن ذلك كان سيمثِّل خرقًا لمبدأ عدم التيقُّن. بدلًا من ذلك، كانت ستحدث تقلباتٌ طفيفة تكبر لاحقًا لتكوِّن مجراتٍ وأجسادًا مثلنا. وعلى النقيض، كان الكون سيصير غير منتظم وشديد الفوضوية عند الطرف الآخر من الزمن لو كانت قيمة موتر فايل كبيرة إجمالًا. وهذا يُفسر سهم الزمن المُلاحَظ ولماذا يقع الكوب من فوق الطاولة ويتكسر بدلًا من أن يلتئم ذاتيًّا ويقفز للخلف عائدًا إلى الطاولة.



شكل ٥-١٤: نِصف الشكل الكروي الرباعي الأبعاد الإقليدي موصل بمنطقة لورنتز صغيرة.

وحيث إن سهم الزمن لن ينعكس — وقد استغرقت وقتًا أكثر مما ينبغي — فمن الأفضل أن أختم محاضرتي. أكَّدت في حديثي على السِّمتَين اللتين أعتبرهما أبرزَ ما تعلَّمت في مسيرتي البحثية في المكان والزمان، وهما: (١) أن الجاذبية تؤدي إلى التفاف الزمكان ليصبح له بداية ونهاية. (٢) وأنه توجد علاقة قوية للغاية بين الجاذبية والديناميكا الحرارية، تنشأ لأن الجاذبية نفسها تحدِّد طوبولوجية المُنطوية التي تؤثر عليها.



شكل ٥-١٥: نصف الشكل الكروي الرباعي الأبعاد الإقليدي موصل بمنطقة لورنتز التي تتمدد لتصل إلى نصف القطر الأطول، ثم تعود للانكماش.

أدَّى الانحناء الموجب للزمكان إلى ظهور متفردات تنهار عندها نظريةُ النسبية العامة الكلاسيكية. وقد تحجب الرقابة الكونية عنَّا رؤية متفردات الثقوب السوداء، لكننا نرى الانفجار الكبير بشكلٍ كامل مجرد من الأمام. لا يمكن للنسبية العامة الكلاسيكية أن تتوقع كيفية نشأة الكون. لكن النسبية العامة الكمية، جنبًا إلى جنب مع فرضية غياب الحدود، تتنبَّأ بكونٍ يُشبِه الكون الذي نراه، بل ويبدو أيضًا أنها تتنبَّأ بطيف التقلبات المرصود في إشعاع الخلفية الميكروي. ولكن مع أن نظرية الكم تستعيد القدرة التنبُّئية التي فقدتها النظرية الكلاسيكية، فهي لا تستعيدها تمامًا. ولأنه لا يمكننا رؤيةُ الزمكان بأكمله بسبب وجود أفق الحدث الكوني وأفق حدث الثقوب السوداء، تُعرَّف ملاحظاتنا

استنادًا على مجموعة من الحالات الكمية، وليس بناءً على حالةٍ واحدة منفردة. ويؤدي ذلك إلى زيادة مستوى عدم القدرة على التنبؤ، ولكنه قد يكون أيضًا هو السبب في أن الكون يبدو كلاسيكيًّا. ومن شأن ذلك أن ينقذ قطة شرودينجر ويمنعها من أن تكون نصف حية ونصف ميتة.

إن استبعاد القدرة التنبُّئية من الفيزياء ثم إعادتها إليها مرةً أخرى على نحوٍ مختزل، هو قصة نجاح حقيقية؛ وبذلك أكون قد أثبتُّ وجهة نظري.

الفصل السادس

الزمكان في ضوء نظرية المبرومات

آر بنروز

دعوني أبدأ حديثي ببعض الملحوظات حول محاضرة ستيفن الأخيرة:

- **كلاسيكية القطط:** قال ستيفن إن وجود منطقة معيَّنة في الزمكان لا يمكن الوصول إليها يدفعنا إلى التعريف بالاستعانة بمصفوفة الكثافة. بيدَ أن ذلك ليس كافيًا لتفسير الطبيعة الكلاسيكية للملاحظات المرصودة في المنطقة التي نحن فيها. إن مصفوفة الكثافة التي تعبِّر عن احتمال العثور إما على قطةٍ حية $|\text{live}\rangle$ أو قطةٍ ميتة $|\text{dead}\rangle$ هي نفس مصفوفة الكثافة التي تعبِّر عن مزيج من التراكبَين:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{live}\rangle + |\text{dead}\rangle)$$

و:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{live}\rangle - |\text{dead}\rangle).$$

لذلك فإن مصفوفة الكثافة وحدها لا تُخبرنا عما إذا كنَّا نرى قطةً حية أو ميتة، أو أحد هذين التراكبَين. كما حاولت أن أبرهن في نهاية محاضرتي الأخيرة، نحن بحاجة لمعرفة المزيد.

- **فرضية انحناء فايل (WCH):** حسبما فهمت من حديث ستيفن حول موقفه من هذا الأمر، لا أعتقد أننا مختلفان اختلافًا كبيرًا حول هذه النقطة. إن قيمة

انحناء فايل لمتفردةٍ أولية هي صفر تقريبًا، وفي حالة المتفردات النهائية تكون قيمة انحناء فايل كبيرة. ذهب ستيفن إلى أنه لا بد وأن يكون ثَمة تقلباتٌ كمية صغيرة في الحالة الأولية؛ ومن ثَم أشار إلى أنه لا يمكن للفرضية القائلة بأن انحناء فايل الأولي صفر بالضبط أن تكون فرضيةً معقولة. لا أعتقد أننا نختلف حقًّا في ذلك. إن فكرة أن انحناء فايل قيمته صفر عند المتفردة الأولية هي فكرةٌ كلاسيكية، وبالتأكيد ثَمة قدر من المرونة في صياغة العبارة التي تعبِّر بدقة عن الفرضية. الاضطرابات الطفيفة أمرٌ مقبول من وجهة نظري بالتأكيد في النظام الكمي، ونحتاج فقط إلى شيء يُبقيها قريبة جدًّا من الصفر. قد نتوقع أيضًا وجود تقلبات حرارية في موتِّر ريتشي (بسبب وجود المادة) في المراحل المبكرة من عمر الكون، وهذه قد تؤدي في النهاية إلى تكوين $10^6 M_s$ من الثقوب السوداء من خلال فرضية «عدم استقرار جينس». وحينها، يكون للمنطقة المُتاخمة للمتفردات الموجودة في هذه الثقوب السوداء انحناء فايل كبير، ولكنها متفرداتٌ نهائية وليست أولية، وهو ما يتسق مع فرضية انحناء فايل.

أتفق مع ستيفن في أن فرضية انحناء فايل «قائمة على الظاهر»؛ أي أنها فرضية تدرس الظواهر وليست تفسيرية؛ فهي تحتاج إلى نظريةٍ أساسية لتفسيرها. ربما تكون «فرضية غياب الحدود» (NBP) لهارتل وهوكينج تمثيلًا جيدًا لهيكل «الحالة الأولية»، لكن يبدو لي أننا بحاجة إلى شيءٍ مختلف تمامًا ليتناسب مع الحالة «النهائية». تحديدًا، لا بد للنظرية التي تُفسر بنية المتفردات أن تخرق كلًّا من تناظر المعكوس الزمني T، وتناظر التكافؤ والمعكوس الزمني PT، وتناظر الشحنة والمعكوس الزمني CT، وتناظر الشحنة والتكافؤ والمعكوس الزمني CPT، حتى يظهر شيء له طبيعة فرضية انحناء فايل. إن فشل التناظر الزمني هذا قد يكون أمرًا غريبًا؛ فلا بد أن يكون واضحًا في قواعد تلك النظرية التي تتخطَّى حدود ميكانيكا الكم. ذهب ستيفن إلى أنه في ضوء إحدى مبرهنات نظرية المجال الكمي المعروفة، نتوقع أن تكون النظرية خاضعة لتناظر CPT. لكن برهان هذه المبرهنة يفترض أن القواعد المعتادة لنظرية المجال الكمي تنطبق هنا، وأن فضاء الخلفية مسطح. أعتقد أنني وستيفن متفِقان على أن الشرط الثاني غيرُ متحقق، كما أعتقد أن الافتراض الأول يسقط.

كما يبدو لي أن وجهة النظر التي يطرحها ستيفن فيما يخصُّ فرضية غياب الحدود لا تعني أنه لا توجد ثقوب بيضاء. إن كنتُ أفهم وجهة نظره على نحوٍ

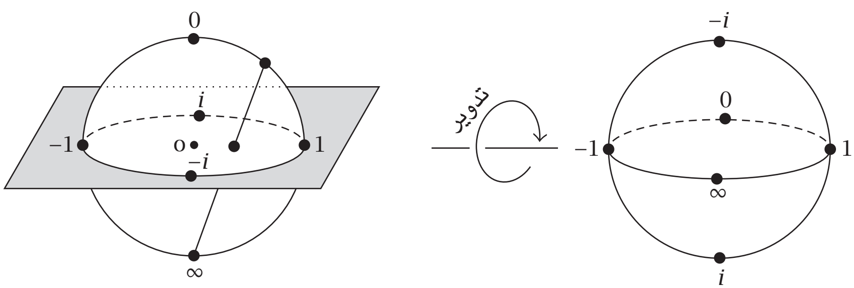
صحيح، فهو يقصد أن فرضية غياب الحدود تعني أنه يوجد حلَّان أساسيان: أحدهما (أ) تزداد فيه الاضطرابات كلما ابتعدنا عن المتفردة، والآخر (ب) تخفت فيه الاضطرابات تمامًا. يُناظر الحل بالأساس «أ» الانفجار الكبير، في حين أن الحل «ب» يصف متفردات الثقوب السوداء والانسحاق العظيم. ينطلق سهمُ الزمن — المحدَّد من قِبل القانون الثاني للديناميكا الحرارية — من حلٍّ من النوع «أ» إلى حلٍّ من النوع «ب». لكن لا يمكنني فهمُ كيف يستبعد هذا التفسير لفرضية غياب الحدود الثقوبَ البيضاءَ من النوع «ب». على صعيدٍ آخر، أنا قلِقٌ حيال «عملية استخدام الفضاء الإقليدي». تعتمد رؤيةُ ستيفن على حقيقة أنه يمكننا إلصاقُ حلٍّ إقليدي بحل لورنتز، بيدَ أنه توجد فضاءاتٌ قليلة جدًّا يمكننا فيها فعل ذلك؛ إذ يتطلب الأمر أن يتضمن الاثنان قِسمًا إقليديًّا وآخر لورنتزيًّا. لكن الحالة العامة بعيدة كلَّ البعد بكل تأكيد عن ذلك.

(١) المبرومات وفضاء المبرومات

لكن ما الفائدة الحقيقية من عملية استخدام الفضاء الإقليدي في نظرية المجال الكمي؟ تتطلب نظرية المجال الكمي انقسامَ كميات المجال إلى أجزاء تردُّد موجبة وأخرى سالبة؛ تنطلق الأولى للأمام في الزمن، بينما تتحرك الأخيرة في اتجاه الخلف. وللحصول على ما يساعد النظرية على التقدم، نحتاج إلى انتقاء جزء التردد الموجب (أي الجزء ذو الطاقة الموجبة). وتوجد طريقة «مختلفة» لإتمام هذا الانقسام، وهي باستخدام «نظرية المبرومات» twistor theory، بل إن هذا الانقسام كان في الواقع أحدَ الأمور الهامة التي شجَّعت في الأصل على طرح فكرة المبرومات، أو التويستورات twistors (انظر بنروز ١٩٨٦).

لشرح ذلك بالتفصيل، دعونا نتحدث أولًا عن الأعداد المركبة الأساسية لنظرية الكم، والتي يشكِّل هيكلُها أيضًا أساسَ هيكل الزمكان، كما سنكتشف. الأعداد المركبة هي الأعداد التي تتخذ الصورة $z = x + iy$، حيث x وy عددان حقيقيان، وi يحقِّق المعادلة $i^2 = -1$، ويُرمَز لمجموعة هذه الأعداد بالرمز $\mathbb{C}$. يمكننا تمثيل هذه الأعداد على مستوًى (المستوى المركب)، أو إذا أُضيفت نقطة في اللانهائية يمكننا حينها تمثيل الأعداد على كرة، وهي «كرة ريمان». تُعَد كرة ريمان مفهومًا مفيدًا جدًّا في مجالاتٍ كثيرة من الرياضيات،

مثل التحليل والهندسة، ولكن أيضًا في الفيزياء. يمكن إسقاط الكرة على مستوًى (بالترافق مع نقطة في اللانهائية). مرِّر المستوى عبر خط استواء الكرة، وصِلْ بين أي نقطة على الكرة والقطب الجنوبي. النقطة التي يتقاطع عندها هذا الخط مع المستوى هي النقطة المقابلة على المستوى. لاحِظ أنه في هذا المخطط يتصل القطب الشمالي بنقطة الأصل، والقطب الجنوبي باللانهائية، ويتراكب المحور الحقيقي على دائرةٍ رأسية تمرُّ بالقطبين الشمالي والجنوبي. يمكننا تدوير الكرة لتصبح الأعداد الحقيقية مناظرة لخط الاستواء، وأريد الوقوف عند هذا التصور قليلًا (انظر الشكل ٦-١).

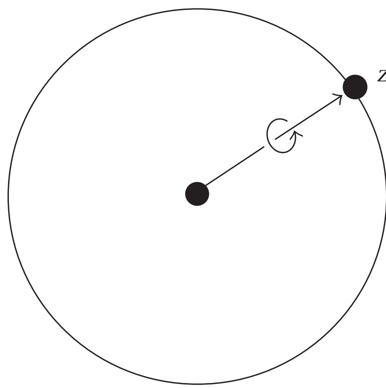


شكل ٦-١: كرة ريمان التي تمثِّل جميع الأعداد المركبة، بالترافق مع نقطةٍ لا نهائية ∞.

فلنفرض أن لدينا دالةً $f(x)$ قيمُها أعدادٌ مركبة في متغيرٍ حقيقي x. حسبما ذكرت أعلاه، يمكننا التعامل مع f باعتبارها دالةً مُعرَّفة على خط الاستواء. والفائدة من تبنِّي وجهة النظر هذه هي أنه يوجد معيارٌ طبيعي لتحديد ما إذا كانت الدالة f ذات تردد موجب أو سالب: تكون الدالة $f(x)$ دالةً ذات تردد موجب إذا كان بالإمكان مدُّ نطاقها لتصبح دالةً تامة الشكل (تحليلية مركبة) على نصف الكرة الشمالي، وبالمثل تكون الدالة f دالة ذات تردد سالب إذا كان من الممكن مدُّها بالمثل إلى نصف الكرة الجنوبي. يمكن تقسيم دالة عامة إلى جزأين بترددٍ موجب وترددٍ سالب. تتلخص فكرة نظرية المبرومات Twistors في أن نستخدم هذه الوسيلة على الزمكان نفسه بطريقةٍ عامة. لدينا مجال على فضاء منكوفسكي للزمكان، ونريد أن نَقْسمه، على نحوٍ مُماثل، إلى جزأين بترددٍ موجب

وترددٍ سالب. لفهم عملية الانقسام هذه، سنبني فضاء المبرومات. (انظر بنروز وريندلر ١٩٨٦، وهوجيت وتود ١٩٨٥، لمعرفة المزيد عن المبرومات.)

قبل أن نفعل ذلك بالتفصيل، دعونا أولًا نفهم دورَين مهمَّين تلعبهما كرة ريمان في الفيزياء.



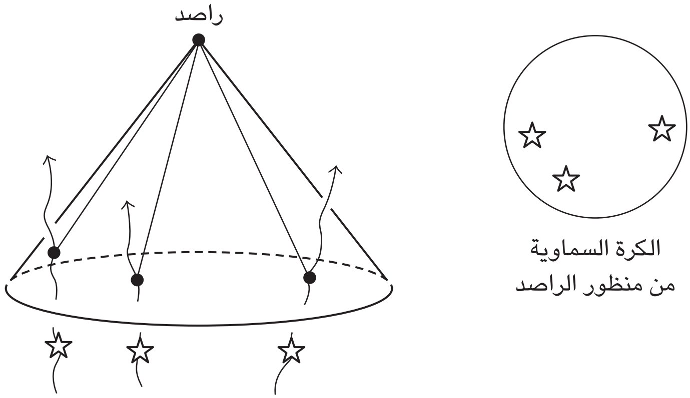
شكل ٦-٢: فضاء اتجاهات المغزل لجسيمٍ لفه المغزلي $\frac{1}{2}$ هو كرة ريمان ذات النسبة z/ω للسعتين ω (اللف المغزلي لأعلى) وz (اللف المغزلي لأسفل).

(١) قد تكون الدالة الموجية لجسيمٍ لفه المغزلي $\frac{1}{2}$ في تراكب بين «لأعلى» و«لأسفل»:

$$\omega | \uparrow \rangle + z | \downarrow \rangle.$$

ويمكن تمثيل هذه الحالة برسم نقطة z/ω على كرة ريمان، وهذه النقطة مناظرة للنقطة التي يتقاطع عندها المحور الموجب للف المغزلي — الذي أُخرج من المركز — مع الكرة. (لتمثيل لف مغزلي أعلى يوجد تركيبٌ أكثر تعقيدًا طرَحه في الأصل ماجورانا عام ١٩٣٢؛ وانظر أيضًا بنروز ١٩٩٤، الذي يستخدم كذلك كرة ريمان.) يربط ذلك السعات المركبة لميكانيكا الكم بهيكل الزمكان (انظر الشكل ٦-٢).

(٢) تخيَّل أنه يوجد راصد عند نقطة معيَّنة في الزمكان يُشاهد النجوم في الفضاء، وافترض أنه يحدِّد الموضع الزاوي لهذه النجوم على كرة. إذا مرَّ راصدٌ آخر بنفس النقطة

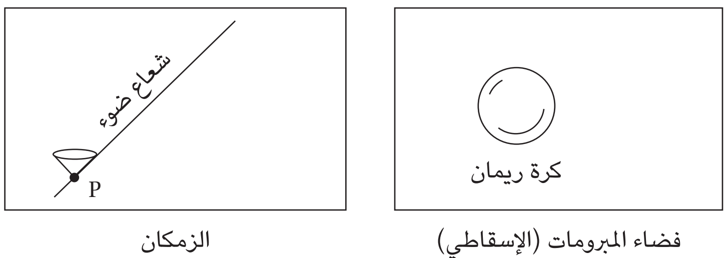


شكل ٦-٣: الكرة السماوية من منظور الراصد — حسب النظرية النسبية — عادةً ما تكون كرة ريمان.

في نفس الوقت، ولكن بسرعةٍ متجهة بالنسبة إلى الراصد الأول، فإنه — بسبب تأثيرات الانحراف — سيحدِّد النجوم في مواضع مختلفة على الكرة. الجدير بالملاحظة في الأمر أن المواضع المختلفة للنقاط على الكرة يرتبط بعضها ببعض عن طريق نوع خاص من التحويلات يُسمى «تحويل موبيوس». يشكِّل هذا النوع من التحويلات تحديدًا المجموعة التي تُحافظ على الهيكل المركب لكرة ريمان؛ ومن ثَم فإن فضاء أشعة الضوء المارَّة عبر نقطة في الزمكان هو، بطبيعته، كرة ريمان. إضافةً إلى ذلك، فإن فكرة أن مجموعة التناظر الأساسي في الفيزياء التي تربط بين راصدين يتحركون بسرعاتٍ متجهة مختلفة — وهي مجموعة لورنتز (المقيدة) — يمكن اكتشاف أنها مجموعة تشكُّل ذاتي للمُنطوية الأبسط ذات البعد الأحادي (المركب) — التي هي كرة ريمان — هي فكرة جميلة جدًّا في رأيي (انظر الشكل ٦-٣، وبنروز وريندلر ١٩٨٤).

تتمحور الفكرة الأساسية في نظرية المبرومات حول محاولة الاستفادة من هذا الرابط بين ميكانيكا الكم وهيكل الزمكان — كما يظهر في كرة ريمان — عن طريق توسيع نطاق هذه الفكرة لتشمل الزمكان بأكمله. سنُحاول اعتبار أشعة الضوء بأكملها أكثر

أهمية حتى من نقاط الزمكان. وبهذه الطريقة، نعتبر الزمكان مفهومًا ثانويًّا، ونعتبر فضاء المبرومات — الذي هو في الأصل فضاء أشعة الضوء — هو الفضاء الأساسي والأهم. يرتبط هذان الفضاءان بتناظُر يمثِّل أشعة الضوء في الزمكان في صورة نقاط في فضاء المبرومات؛ ومن ثَم تُمثَّل نقطة في الزمكان بمجموعة أشعة الضوء التي تمرُّ عبرها؛ ولذلك فإن نقطة الزمكان تتحول إلى كرة ريمان في فضاء المبرومات. علينا التفكير في فضاء المبرومات باعتباره الفضاء الذي ينبغي أن نصف به مبادئ الفيزياء (انظر الشكل ٦-٤).



شكل ٦-٤: حسب تناظر المبرومات الأساسي، تتمثل أشعة الضوء في زمكان (منكوفسكي) في نقاط في فضاء المبرومات الإسقاطي، وتتمثل نقاط الزمكان في كرات ريمان.

حتى الآن، عرضت لكم فضاء المبرومات باعتبار أن له خمسةَ أبعاد (حقيقية)؛ ومن ثَم لن يكون فضاءً مركبًا، حيث إن الفضاءات المركبة دائمًا تكون ذات أبعاد زوجية (حقيقية). إذا اعتبرنا أن أشعة الضوء هي تواريخ فوتونات، فإن علينا أيضًا الأخذ في الاعتبار طاقة الفوتون، وأيضًا مدى لولبته، التي قد تكون يساريةً وفق قاعدة اليد اليسرى، أو يمينيةً وفق قاعدة اليد اليمنى. الأمر أكثر تعقيدًا من مجرد شعاع ضوئي، لكن ميزة هذا أننا نحصل في النهاية على فضاء ثلاثي إسقاطي مركب (ذي ستة أبعاد حقيقية)، $\mathbb{CP}_3$. هذا هو «فضاء المبرومات الإسقاطي» ($\mathbb{PT}$). وله فضاءٌ فرعي خماسي الأبعاد $\mathbb{PN}$، يقسم الفضاء $\mathbb{PT}$ إلى جزأين؛ أحدهما يساريٌّ وفق قاعدة اليد اليسرى، والآخر يمينيٌّ وفق قاعدة اليد اليمنى: $\mathbb{PT}^-$ و$\mathbb{PT}^+$.

والآن، تُمثَّل النقاط في الزمكان بأربعة أعداد حقيقية، ويمكن تحويل فضاء المبرومات الإسقاطي إلى نظامٍ إحداثي عن طريق النسب بين الأعداد المركبة الأربعة. إذا كان شعاع

ضوئي، ممثَّل بـ (Z^0, Z^1, Z^2, Z^3) في فضاء المبرومات، يمرُّ بالنقطة (r^0, r^1, r^2, r^3) في الزمكان، فإن علاقة «الحدث» الآتية:

$$\begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^1 \end{pmatrix} = \frac{\mathrm{i}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} r^0 = r^3 & r^1 + ir^2 \\ r^1 - ir^2 & r^0 - r^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^2 \\ Z^3 \end{pmatrix} \qquad (6\text{–}1)$$

تكون متحققة. إن علاقة الحدث (1–6) تُشكِّل أساسَ تناظر المبرومات.

سأحتاج هنا إلى إدخال رمز ثنائي السبينورات إلى المعادلات. عادةً ما يلتبس الأمر على الناس بدايةً من هنا، لكن في حالة إجراء أي نوع من العمليات الحسابية، سيكون هذا الرمز مفيدًا جدًّا. لأي متجه رباعي r^a، عرِّف الكمية $r^{AA'}$، المعطاة مصفوفة مركباتها على النحو الآتي:

$$r^{AA'} = \begin{pmatrix} r^{00'} & r^{01'} \\ r^{10'} & r^{11'} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} r^0 + r^3 & r^1 + ir^2 \\ r^1 - ir^2 & r^0 - r^3 \end{pmatrix}.$$

وحتى يكون r^a عددًا حقيقيًّا، لا بد ببساطةٍ أن تكون المصفوفة $r^{AA'}$ «هيرميتية». تُعرَّف أي نقطة في فضاء المبرومات باثنتين من السبينورات، ومركباتها هي:

$$\omega^A \equiv \begin{pmatrix} \omega^1 \\ \omega^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^1 \end{pmatrix} \pi_{A'} \equiv \begin{pmatrix} \pi'_0 \\ \pi'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^2 \\ Z^3 \end{pmatrix}.$$

حينها تصبح علاقة الحدث (1–6):

$$\omega = \mathrm{i} r \pi.$$

وينبغي ملاحظة أنه عند تحرك نقطة الأصل من مكانها، الذي يترتب عليه تبديل r^a على النحو الآتي:

$$r^a \longmapsto r^a - Q^a,$$

نحصل على:

$$\omega^A \longmapsto \omega^A - iQ^{AA'}\pi_{A'}$$

بينما تظل $\pi_{A'}$ كما هي:

$$\pi_{A'} \longmapsto \pi_{A'}$$

يمثِّل المبروم مركبات الزخم p_a الأربعة (ثلاثة منها مستقلة)، ومركبات الزخم الزاوي M^{ab} الستة (أربعة منها مستقلة) لجسيم ليس له كتلة. التعبيرات الرياضية هي:

$$p_{AA'} = i\overline{\pi}_A\pi_{A'},\ M^{AA'BB'} = i\omega^{(A}\overline{\pi}^{B)}\epsilon^{A'B'} - i\epsilon^{AB}\varpi^{(A'}\pi^{B')},$$

حيث الأجزاء بين الأقواس تمثِّل الجزء المُتناظر، وϵ^{AB} و $\epsilon^{A'B'}$ هما رمزَا ليفي-سيفيتا المائلان. تتضمن هذه التعبيرات الرياضية حقيقة أن الزخم p_a يُساوي صفرًا وباتجاه المستقبل، وأن متجه اللف المغزلي باولي-لوبانسكي هو مدى اللولبية s مضروبًا في الزخم الرباعي. تحدِّد هذه الكميات متغيرات المبرومات $(\omega^A, \pi_{A'})$ وصولًا إلى مضاعفٍ كلي لطور المبروم أو التويستور. ويمكن كتابة مدى اللولبية في الصورة الآتية:

$$s = \frac{1}{2}Z^\alpha\overline{Z}_\alpha,$$

حيث مُرافق العدد المركب للمبروم $Z^\alpha = (\omega^A, \pi_{A'})$ هو المبروم «المزدوج» $\overline{Z}_\alpha = (\overline{\pi}_A, \overline{\varpi}^{A'})$. (لاحِظ أن ترافق العدد المركب يحوِّل أسس السبينورات من الشرطة إلى غياب الشرطة والعكس، كما يحوِّل المبرومات إلى مبروماتٍ مزدوجة والعكس.) وهنا يمثِّل $s > 0$ الجسيمات اليمينية؛ ومن ثَم هو ما نُطلِق عليه النصف العلوي من فضاء التويستور $\mathbb{P}\mathrm{T}^+$، ويمثِّل $s < 0$ الجسيمات اليسارية؛ أي النصف السفلي $\mathbb{P}\mathrm{T}^-$. أما $s = 0$ فهي الحالة التي نحصل فيها على أشعةٍ ضوئية فعلية (ومن ثَم فإن المعادلة التي تعبِّر عن $\mathbb{P}\mathrm{N}$، وهو فضاء أشعة الضوء، هي $Z^\alpha\overline{Z}_\alpha = 0$؛ أي إن $\omega^A\overline{\pi}_A + \pi_{A'}\overline{\varpi}^{A'} = 0$).

(٢) المبرومات الكمية

نتمنى لو يصبح لدينا نظريةٌ كمية للمبرومات، ومن أجل هذا علينا تعريف دالة موجية للتويستور في فضاء المبرومات، وهي دالة قيمُها أعدادٌ مركبة: $f(Z^\alpha)$. ليست كلُّ دالة

$f(Z^\alpha)$ هي بالبداهة دالة موجية؛ إذ إن Z^α يتضمن مركبات تتعلق بمتغيراتٍ موضعية، وكذلك جميع متغيرات الزخم، ولا يمكننا استخدام كل هذه المتغيرات في وقتٍ واحد في دالةٍ موجية. إن الموضع والزخم لا يحلُّ كلٌّ منهما محلَّ الآخر. وفي فضاء المبرومات، تكون العلاقات التبادلية كما يأتي:

$$[Z^\alpha, \overline{Z}_\beta] = \hbar\delta^\alpha_\beta [Z^\alpha, Z^\beta] = 0 [\overline{Z}_\alpha, \overline{Z}_\beta] = 0.$$

ولذلك فإن Z^α و$\overline{Z}_\alpha$ متغيران مترافقان، ولا بد للدالة الموجية أن تكون دالة في أحدهما فقط وليس في الآخر. هذا يعني أنه لا بد للدالة الموجية أن تكون دالةً تامة الشكل (أو دالة مرافق تامة الشكل) في Z^α.

وعلينا الآن النظر في مدى اعتماد التعبيرات السابقة على ترتيب العمليات الحسابية. يتضح لنا أن تعبيرات الزخم والزخم الزاوي لا تعتمد على الترتيب؛ ومن ثَم فهي محددة قانونيًّا. على الجانب الآخر، يعتمد تعبير اللولبية على الترتيب، وعلينا اتِّباع التعريف الصحيح. علينا إذن أن نستخدم الضرب التناظري؛ أي:

$$s = \frac{1}{4}(Z^\alpha \overline{Z}_\alpha + \overline{Z}_\alpha Z^\alpha),$$

ويمكن إعادة التعبير عنه أيضًا في صورة فضاء Z^α على النحو الآتي:

$$s = \frac{\hbar}{2}\left(-2 - Z^\alpha \frac{\partial}{\partial Z^\alpha}\right)$$
$$= \frac{\hbar}{2}(-2 - \text{degree of homogeneity in } Z^\alpha).$$

ويمكننا تحليل دالة موجية إلى حالاتٍ ذاتية لـ s. وتكون هذه حينها هي بالضبط الدوال الموجية ذات التجانس المحدد. على سبيل المثال، الجسيم الذي ليس له مغزلية ومدى لولبيته صفر له دالة تويستور موجية درجةُ تجانسها -2. والجسيم اليساري الذي لفه المغزلي $\frac{1}{2}$ تكون لولبيته $s = -\frac{\hbar}{2}$؛ ومن ثَم يكون له دالة تويستور موجية مقدارُ تجانسها -1. أما النسخة اليمينية من هذا الجسيم (بلولبيةٍ مقدارها $s = \frac{\hbar}{2}$) فلها دالة تويستور

موجية درجةُ تجانسها 3−. وللف المغزلي 2، يكون لدالة التويستور الموجية اليمينية والأخرى اليسارية درجتَا تجانس 6− و2+ على الترتيب.

قد يبدو هذا الأمر غريبًا؛ إذ إن النسبية العامة في النهاية متناظرة الجانبين، لكن قد لا يكون ذلك أمرًا سيئًا؛ فالطبيعة نفسها غير متناظرة الجانبين، كما أن «المتغيرات الجديدة» لأشتيكار — وهي أدواتٌ قوية جدًّا تُستخدم في النسبية العامة — هي أيضًا غير متناظرة الجانبين. ومن المُثير للاهتمام أن نجد أنفسنا ننتهي إلى لا تناظرية الجانبين تلك بهذه الطرق المختلفة.

قد نظن أنه بإمكاننا استعادة التناظرية بتغيير $Z^\alpha \leftrightarrow \overline{Z}_\alpha$، مع عكس جدول التجانس، ثم استخدام Z^α للولبية و$\overline{Z}_\alpha$ للولبية الأخرى. لكن كما أنه لا يمكننا الخلطُ بين صور فضاء الموضع وفضاء الزخم في وقتٍ واحد في نظرية الكم العادية بهذه الطريقة، بالمثل لا يمكننا الخلط بين صور Z^α و$\overline{Z}_\alpha$. علينا أن نختار أحدهما ونترك الآخر. ولا نعرف بعدُ إذا كان أحدهما أهمَّ من الآخر.

بعد ذلك نريد الحصول على توصيفٍ زمكاني للدالة $f(Z)$، وسنفعل ذلك من خلال تكامل كنتوري كما يأتي:

$$\left\{\begin{array}{c} \phi_{A'\ldots G'(r)} \\ \\ or \\ \\ \phi_{A}\ldots G^{(\pi r)} \end{array}\right\} = \int_{\omega=ir\pi} \left\{\begin{array}{c} \pi_{A'}\ldots\pi_{G'} \\ \\ or \\ \\ \dfrac{\partial}{\partial\omega^{A}}\cdots\dfrac{\partial}{\partial\omega^{G}} \end{array}\right\} f(Z^\alpha)\pi_{E'}d\pi^{E'},$$

حيث يُحسب التكامل على المحيط الخارجي في فضاء تلك الأعداد Z الساقطة مع r (تذكَّر أن الأعداد Z تتكوَّن من جزأين: ω وπ)، ويعتمد عدد الأجزاء π أو $\partial/\partial\omega s$ على مغزل المجال (وكونه يمينيًّا أو يساريًّا). تُعرِّف هذه المعادلة مجالًا زمكانيًّا $\phi\ldots(r)$ يحقِّق تلقائيًّا معادلات المجال للجسيم العديم الكتلة؛ ومن ثَم فإن قيود الدوال التامة الشكل لمجالات المبرومات تنشأ عنها كلُّ معادلات المجال المعقدة لجسيمٍ عديم الكتلة، على الأقل لمجالٍ خطي في الفضاء المسطح، أو حد الطاقة الضعيف في مجال أينشتاين.

هندسيًّا، تظهر النقطة r في الزمكان في صورة خط $\mathbb{CP}_1$ (الذي هو كرة ريمان) في فضاء التويستور، ولا بد لهذا الخط أن يقطع المنطقة التي تكون فيها الدالة $f(Z)$ مُعرَّفة.

الدالة $f(Z)$ بشكلٍ عام ليست معرَّفة في كل مكان، وفي بعض المناطق تكون متفردة (وبالطبع نحاوط هذه المناطق المتفردة من أجل حساب التكامل الكنتوري). لنكون أكثر دقة من الناحية الرياضية، نقول إن دالة التويستور هي عنصر «كوهومولوجي». ولفهم ذلك، انظر إلى مجموعة من المناطق المفتوحة في جوار منطقة فضاء التويستور التي نحن مُهتمون بها. لا بد حينها أن تعرَّف دالة التويستور على منطقة «تقاطع» أزواج من هذه المجموعات المفتوحة، ويعني ذلك أنها عنصر من الكوهومولوجي الحزمي الأول. لن أخوض في هذا الأمر بالتفصيل، لكن تعبير «الكوهومولوجي الحزمي» يكفي لإثارة اهتمامكم!

تذكَّر أن ما نريده حقًّا، بالتشابه مع نظرية المجال الكمي، هو أن نتوصل إلى طريقة لفصل أجزاء التردد الموجب عن السالب في سعات المجال. إذا كانت دالة من دوال التويستور المعرفة على $\mathbb{P}\mathrm{N}$ تمتد (باعتبارها عنصرًا من الكوهومولوجي الأول) حتى تصلَ إلى النصف العلوي من فضاء التويستور $\mathbb{P}\mathrm{T}^{+}$، فإن تردُّدها يكون موجبًا. وإذا امتدَّت إلى النصف السفلي من $\mathbb{P}\mathrm{T}^{-}$، يكون ترددها سالبًا؛ ومن ثَم فإن فضاء التويستور يلتقط الترددات الموجبة والسالبة.

تُتيح لنا عمليةُ الفصل هذه دراسة فيزياء الكم في فضاء المبرومات. وقد طوَّر أندرو هودجز (١٩٨٢، و١٩٨٥، ١٩٩٠) طريقةً لدراسة نظرية المجال الكمي باستخدام مخططات المبرومات، وهي تُشبِه مخططات فاينمان في الزمكان. باستخدامها توصَّل هودجز إلى طُرقٍ جديدة تمامًا لضبط نظرية المجال الكمي. وهي طرق لن يفكر أحدٌ في اتِّباعها في دراسة الزمكان بالنهج المُعتاد، ولكنها طبيعية جدًّا في المبرومات. كما توجد زاويةٌ جديدة، نشأت في الأصل من فكرةٍ طرَحها مايكل سنجر (هودجز وبنروز وسنجر ١٩٨٩)، أثارتها كذلك «نظرية المجال المطابق» (CFT). ألقى ستيفن ببعض الملاحظات المهينة جدًّا حول نظرية الأوتار في محاضرته الأولى، لكنني أعتقد أن نظرية المجال المطابق — وهي نظرية المجال التي تتصدر المشهد عادةً عند الحديث عن نظرية الأوتار — نظريةٌ رائعة الجمال (رغم أنها ليست فيزيائية بالكامل). إنها تُعرَّف على أسطح ريمان الاعتباطية (وكرة ريمان هي أبسط مثال عليها، ولكنها تشمل جميع المنطويات ذات الأبعاد الواحدة المركبة، مثل توري و«برتزلز»). في حالة المبرومات، علينا تعميم نظرية المجال المُطابق لتشمل المنطويات ذات الأبعاد الثلاثية المركبة، التي تكون حدودها هي نسخ من $\mathbb{P}\mathrm{N}$ (أي إنها فضاءات من أشعة الضوء في الزمكان). إن الاكتشافات في هذا النطاق تتطور، لكنها لم تصِل إلى مدًى بعيد حتى الآن.

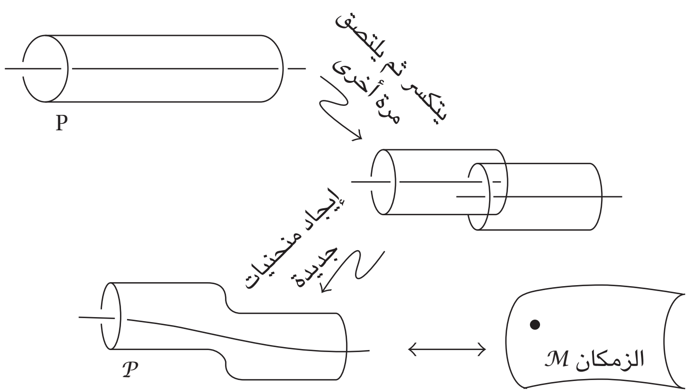
(٣) المبرومات للفضاءات المنحنية

يرتبط كلُّ ما توصَّلنا إليه حتى الآن بالزمكان المسطَّح فقط، لكننا نعرف أن الزمكان مُنحنٍ؛ ومن ثَم نريد التوصل إلى نظرية للمبرومات تنطبق على الزمكان المنحني، وتُعيد إنتاج معادلات أينشتاين بطريقةٍ طبيعية.

إذا كانت منطوية الزمكان مسطَّحة على نحوٍ مُطابق (أو بعبارةٍ أخرى، إذا كان موتِّر فايل لها قيمته صفر)، فلا توجد مشكلة في أن نَصِف هذا الفضاء من خلال المبرومات؛ إذ إن نظرية التويستور هي في الأساس متغايرة على نحوٍ مُطابق. توجد أيضًا أفكارٌ مبنية على المبرومات تنطبق على مختلف الزمكانات غير المسطحة على نحوٍ مُطابق، مثل تعريف الكتلة شِبه المحلية (بنروز ١٩٨٢، وتود ١٩٩٠)، وبناء وودهاوس وماسون (١٩٨٨، وانظر أيضًا فلتشر وودهاوس ١٩٩٠) للفراغات المتماثلة المحورية الثابتة (حسب بناء وارد الذي طرحه عام ١٩٧٧ لحقول يانج-ميلز المضادَّة المزدوجة بذاتها على الزمكان المسطح؛ وانظر أيضًا وارد ١٩٨٣)، وهذا البناء هو جزء من نهج عام جدًّا مبني على المبرومات، ويوصِّلنا إلى النُّظم المتكاملة (انظر الكتاب المرتقب لماسون وودهاوس المتوقَّع صدورُه عام ١٩٩٦).

لكنا نودُّ أن نُصبح أكثر قدرةً على التعامل مع الزمكانات العامة أكثر. لزمكان مركب (أو «إقليدي») M ذو موتِّر فايل مضاد مزدوج بذاته (أي إن النصف الثنائي الذاتي من موتِّر فايل قيمته صفر)، يوجد بناء — يُسمى بناء الجاذبية غير الخطي — يتناول هذه المشكلة على نحوٍ كامل (بنروز ١٩٧٦). ولفهم كيفية عمل ذلك، نأخذ جزءًا من فضاء المبرومات يتألف من جوار أنبوبي لخط، أو شيء مُشابه (مثلًا النصف العلوي من $\mathbb{PT}^+$ أو جزء التردد الموجب)، ثم نقطعه إلى قطعتين أو أكثر. بعد ذلك يُلصق بعضه في بعض مرةً أخرى، ولكن هذه المرة تكون القِطع قد تزحزحت بعضها بالنسبة إلى بعض. عمومًا، ستكون الخطوط المستقيمة في الفضاء الأصلي P متكسرة في الفضاء الجديد P. لكن يمكننا البحث عن منحنياتٍ جديدة لدوال تامة الشكل لتحلَّ محلَّ الخطوط المستقيمة الأصلية (التي تكسَّرت)، ما ينتج عنه منحنيات متصلة بعضها ببعض بسلاسة. وبافتراض أن التشوه P للفضاء P لم يكن كبيرًا للغاية، فإن منحنيات الدوال التامة الشكل التي يُتوصل إليها بهذه الطريقة — وتنتمي إلى نفس العائلة الطوبولوجية التي تنتمي إليها الخطوط

الأصلية — تشكِّل عائلةً رباعية الأبعاد. الفضاء الذي تمثِّل النقاط فيه هذه المنحنيات للدوال التامة الشكل هو «الزمكان» M (المركب) الثنائي الذاتي الذي تحدَّثنا عنه (الشكل ٦-٥). ويمكننا الآن تشفير معادلات الفراغ لأينشتاين (تسطح ريتشي) باعتبارها الشرط القائل إن P يمثِّل تليُّفًا تام الشكل على خط إسقاطي $\mathbb{CP}_1$ (مع شروطٍ أخرى بسيطة). وكلٌّ ذلك يمكن تحقيقه من خلال التعبير عن التشوه P الذي يحدث في الفضاء P بدلالة الدوال التامة الشكل «الحرة»، وبالأساس فإن كل المعلومات الخاصة بالزمكان المنحني M مشفرة في هذه الدوال (رغم أن إيجاد المنحنيات التامة الشكل المطلوبة في P قد يكون أمرًا صعبًا).



شكل ٦-٥: بناء الجرافيتونات غير الخطي.

نريد حقًّا أن نحلَّ معادلات أينشتاين «بأكملها» (حيث إن البناء الأخير لا يحلُّ سوى معضلةٍ مختزلة، نصف موتِّر فايل فيها يُساوي صفرًا)، لكن من الواضح أن المعضلة صعبة، وقد وقفت صامدةً أمام الكثير من المحاولات لبرهنتها على مدار العشرين سنةً الماضية، لكنني حاولت في السنين الأخيرة استخدامَ نهجٍ جديد (قارِن بنروز ١٩٩٢)، ورغم أنني لم أصِل بعدُ إلى حل للمعضلة، لكنه يبدو أكثر السُّبل المناسبة للتقدم للأمام.

يبدو حقًّا أنه توجد علاقةٌ قوية بين المبرومات ومعادلات أينشتاين، ويظهر ذلك من خلال ملاحظتين:

(١) تعتبر معادلات أينشتاين للفراغ $R_{ab} = 0$ بمثابة شروط الاتساق لمجالات اللولبية العديمة الكتلة $s = \frac{3}{2}$ (إذا ما أُعطي المجال بدلالة الجهد).
(٢) في الزمكان المسطح M يكون فضاء الشحنات لمجالٍ قيمته $s = \frac{3}{2}$ هو بالضبط فضاء المبرومات.

ومن ثَم يكون النهج المتبَع هو تقريبًا الآتي: بمعلومية وجود زمكان مسطح من نوع ريتشي (أي إن $R_{ab} = 0$)، علينا إيجاد فضاء الشحنات لمجالات $s = \frac{3}{2}$ الموجودة فيه (وهي ليست عمليةً سهلة)؛ وبذلك يصبح هذا هو فضاء المبرومات للزمكان المسطح من نوع ريتشي. الخطوة التالية هي إيجاد كيفية بناء فضاءات المبرومات تلك باستخدام دوال حرة تامة الشكل، وأخيرًا، إعادة بناء منطوية الزمكان الأصلية من فضاء المبرومات هذا في كل حالة.

ولا نتوقع أن يكون فضاء المبرومات هذا فضاءً خطيًّا، حيث لا بد أن يُعطي هيكلًا منحنيًا عند إعادة بناء الزمكان. كما أنه ضروري أن يكون البناء غير موضعي بشدة، حيث إن شحنة أحد مجالات $s = \frac{3}{2}$ وجهده غير موضعيين. وقد يكون من المتوقَّع لذلك أن يساعد في تفسير الفيزياء غير الموضعية، مثل التجارب من نوع EPR التي ذكرتها في محاضرتي السابقة (الفصل الرابع)؛ وتُشير هذه التجارب إلى أن الجسمين الموجودين في منطقتين متباعدتين في الزمكان يمكن بطريقةٍ ما أن يكونَا «متشابكين».

(٤) علم الكونيات المبني على المبرومات

أريد أن أُنهيَ هذه المحاضرة بذِكر شيء عن علم الكونيات والمبرومات، رغم أنه غير مؤكد. لقد ذكرت أن موتِّر انحناء فايل لا بد أن يُساوي صفرًا عند المتفردات الماضية، وأن الزمكان هناك يقترب من كونه مسطحًا على نحوٍ مُطابق. ويعني هذا أن الحالة الأولية يمكن وصفها وصفًا بسيطًا بدلالة المبرومات. ومع تقدُّم الزمن، يزداد هذا الوصف تعقيدًا، ويزداد انحناء فايل انتشارًا. ويتَّسق ذلك مع عدم التناظر الزمني الملاحظ في الشكل الهندسي للكون.

ومن منظور الفكرة المركبة التامة الشكل لنظرية المبرومات، فإن الانفجار الكبير حيث $k < 0$، الذي يؤدي إلى كونٍ مفتوح، سيكون هو الوضع المفضَّل (يفضِّل ستيفن الكون المغلق). والسبب هو أنه فقط في الكون الذي يكون فيه $k < 0$ تكون مجموعة التناظر في المتفردة الأولية مجموعةً تامة الشكل، وتحديدًا هي مجموعة موبيوس للتحويلات الذاتية التامة الشكل لكرة ريمان $\mathbb{CP}_1$ (أي مجموعة لورنتز المقيدة). وهذه هي نفس المجموعة التي نشأت منها في الأصل نظرية المبرومات؛ ولذلك فإنني بكل تأكيد أفضِّل $k < 0$ لأسبابٍ تتعلق بتصور المبرومات. وحيث إن هذا الأمر مبني فقط على تصوُّر، يمكنني بالطبع التراجع عنه مستقبلًا لو كنت مُخطئًا ووُجِد أن الكون في الواقع مغلق!

أسئلة وأجوبة

سؤال: ما الأهمية الفيزيائية للحالة التي تكون فيها اللولبية $\frac{3}{2}$؟

جواب: اللف المغزلي $\frac{3}{2}$ في هذا النهج ليس مجالًا فيزيائيًّا حقيقيًّا، بل هو مجالٌ إضافي لتعريف المبرومات. لا أراه مجالًا للجسيم يمكننا اكتشافه. على الجانب الآخر، من منظور التناظر الفائق، سيكون هو الشريك الفائق للجرافيتون.

سؤال: أين تظهر العملية $\mathbf{R}$ غير المتناظرة زمنيًّا — التي تحدَّثتُ عنها المرة الماضية — في منظور المبرومات؟

جواب: عليك أن تُدرك أن نظرية المبرومات هي نظريةٌ متحفظة جدًّا، وهي لا تكشف لنا أيَّ شيء عن ذلك حتى الآن. أودُّ حقًّا أن أرى عدم التناظر الزمني يظهر في نظرية المبرومات، لكنني حاليًّا لا أعرف كيف يمكن لذلك أن يتحقق، لكن بالتأكيد سيظهر لو أجرينا البرنامج كاملًا، ربما بصورةٍ مشابهةٍ بعض الشيء لعدم التناظر اليميني أو اليساري. كما أن نهج أندرو هودجز للوصول إلى مخططٍ تنظيمي في الواقع يطرح نوعًا من عدم التناظر الزمني، لكن الأمر لم يتضح بعد.

سؤال: أيٌّ من نظريات المجال الكمي غير الخطي قد يكون الأكثر خضوعًا لنظرية المبرومات؟

جواب: حتى الآن، لم يُحلَّل سوى النموذج القياسي (في سياق مخططات المبرومات).

سؤال: تتوقع نظرية الأوتار — بوضوح — طيف الجسيمات. أين يتجلَّى ذلك في نظرية المبرومات؟

جواب: لا أعرف كيف يمكن لطَيف الجسيمات أن يظهر، مع أنه توجد بعض الأفكار المطروحة حول ذلك، لكن يُسعدني أن أعرف أن نظرية الأوتار «تتنبأ — بوضوح — بطيف الجسيمات». أرى أننا لن نتمكن من حل هذه المعضلة حتى نفهمَ النسبية العامة في إطار المبرومات؛ إذ ترتبط الكتل بالنسبية العامة. لكن نوعًا ما، هذه هي أيضًا وجهة نظر نظرية الأوتار.

سؤال: ما رؤية المبرومات للاتصالية وعدم الاتصالية؟

جواب: من الأمور الأخرى الأولى التي شجَّعت على ظهور نظرية المبرومات كانت نظرية شبكات الغزل، التي نُحاول فيها بناء فضاء من قوانين كمية توافقية منفصلة. يمكننا أن نُحاول بناء نظرية المبرومات من أشياء منفصلة أيضًا. لكن بمرور السنين مال التوجه العام نحو الأساليب التامة الشكل بدلًا من التوافقية، لكن هذا لا يعني أن فكرة الأشياء المنفصلة قد استُبعدت تمامًا. ربما توجد علاقة قوية تربط بين التصورات المنفصلة والتصورات التامة الشكل، لكن هذا لم يُطرح بأي طريقة واضحة حتى الآن.

الفصل السابع

المناظرة

إس دبليو هوكينج وآر بنروز

(١) ستيفن هوكينج

لقد بيَّنت سلسلة المحاضرات بوضوحٍ تام الفرقَ بيني وبين روجر؛ فهو أفلاطوني الفكر، بينما أنا شخصٌ وضعي. هو قلق بشأن قطة شرودينجر وكونها في حالةٍ كمية، حيث تكون نصفَ حية ونصفَ ميتة، ويعتقد أن هذا لا يتوافق مع الواقع، لكن ذلك لا يشغلني مطلقًا. لا أُصرُّ على أن تتوافق أيُّ نظرية مع الواقع؛ لأنني لا أعرف ما هو الواقع. الواقع ليس خاصية يمكنك اختبارها بورقة عباد الشمس. كل ما يهمُّني هو أن تتمكن النظرية من التنبؤ بنتائج القياسات، وتؤدي نظرية الكم هذا الدور بنجاحٍ كبير. إنها تتنبَّأ بأن نتيجة الرصد هي أن القطة إما حية وإما ميتة. يُشبه الأمر حملَ المرأة؛ لا يمكنها أن تكون حاملًا بعض الشيء؛ إما أنها حامل وإما لا.

إن السبب وراء اعتراض أناس مثل روجر — بخلاف جبهة تحرير الحيوانات — على قطة شرودينجر هو أنه يبدو من العبث أن تمثل الحالة في صورة $\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{cat}_{alive}+\mathrm{cat}_{dead})$. ولماذا ليس $\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{cat}_{alive}-\mathrm{cat}_{dead})$؟ بعبارةٍ أخرى، يبدو أنه لا يوجد أيُّ تداخل بين cat_{alive} وcat_{dead}. قد يحدث تداخل بين الجسيمات المارَّة في شقوقٍ مختلفة؛ لأنه يمكننا عزلُها إلى حدٍّ معقول عن البيئة المحيطة التي لا نقيسها، لكن لا يمكننا عزلُ شيءٍ كبير مثل قطة عن القوى الطبيعية بين الجزيئية التي يحملها المجال الكهرومغناطيسي. نحن لسنا

بحاجة إلى الجاذبية الكمية لتفسير قطة شرودينجر ولا العمليات التي يُجريها الدماغ. هذا صرفٌ للانتباه عن المسألة الأهم.

لم أكن أقصد حقًّا طرح فكرة أن آفاق الحدث الكونية هي السبب في ظهور قطة شرودينجر باعتبارها حيوانًا عاديًّا إما ميتًا وإما حيًّا، وليس مزجًا بين الحالتين. كما قلت، سيكون صعبًا جدًّا أن نعزل القطة عن باقي الغرفة، حتى لا يكونَ علينا أن نشغل تفكيرنا بالأجزاء البعيدة من الكون. ما قلته هو أننا حتى لو تمكَّنَّا من رصد التقلبات التي تحدث في إشعاع الخلفية الميكروي بدقةٍ عالية، سيبدو أن لها توزيعًا إحصائيًّا كلاسيكيًّا. ولا يمكننا رصدُ أيٍّ من خواص الحالة الكمية مثل التداخل أو الترابط بين التقلبات التي تحدث في الأوضاع المختلفة. عندما نتحدث عن الكون بأكمله، لا يكون لدينا بيئة خارجية كما في حالة قطة شرودينجر، لكننا نظل نجدُ عدمَ ترابط وتصرفًا كلاسيكيًّا؛ لأننا لا نستطيع رؤية الكون بأكمله.

يشكِّك روجر في استخدامي للأساليب الإقليدية، ويُعارض تحديدًا التصورات التي طرحتها حيث يُربَط شكلٌ هندسي إقليدي بشكل لورنتز. وهو مُحقٌّ في قوله بأن ذلك ممكن فقط في حالاتٍ خاصة جدًّا: إن الزمكان اللورنتزي العام لن يتضمن مقطعًا في المنطوية المركبة التي تكون الدالة المترية فيها حقيقية ومحددة موجبة أو إقليدية. لكن يؤدي ذلك إلى سوء فهم لنهج تكامل المسار الإقليدي، حتى للمجالات العديمة الجاذبية العادية. لنأخذ حالة يانج–ميلز، وهي حالةٌ مفهومة تمامًا. نبدأ هنا بتكامل المسار $e^{\text{i action}}$ على جميع ارتباطات يانج–ميلز في فضاء منكوفسكي. يتذبذب هذا التكامل ولا يتقارب. وللحصول على تكامل مسار أفضل، نُجري دورانًا من نوع ويك للفضاء الإقليدي، من خلال إدخال إحداثي الزمن التخيلي $\tau = -\text{i}t$؛ ومن ثَم يُصبح المُكامَل هو $e^{-\text{Euclidean action}}$، ونُجري تكامل المسار على جميع الارتباطات الحقيقية في الفضاء الإقليدي. ولن يكون الارتباط الحقيقي في الفضاء الإقليدي حقيقيًّا عمومًا إلا في فضاء منكوفسكي، لكن هذا لا يهمُّ. الفكرة هي أن تكامل المسار على جميع الارتباطات الحقيقية في الفضاء الإقليدي مُكافئ — في ضوء التكامل الكنتوري — لتكامل المسار على جميع الارتباطات الحقيقية في فضاء منكوفسكي. وكما في حالة الجاذبية الكمية، يمكننا حسابُ تكامل مسار يانج–ميلز بأساليب نقطة السرج. إن حلول نقطة السرج هنا هي إنستانتونات يانج–ميلز التي عمل روجر وبرنامج التويستور كثيرًا على توصيفها. وتكون إنستانتونات يانج–ميلز حقيقية في الفضاء الإقليدي، ولكنها مركبة في فضاء منكوفسكي، وهذا لا يهمُّ؛ فإننا نحصل من خلالها على معدلات العمليات الفيزيائية مثل عمليات توليد الباريونات الكهروضعيفة.

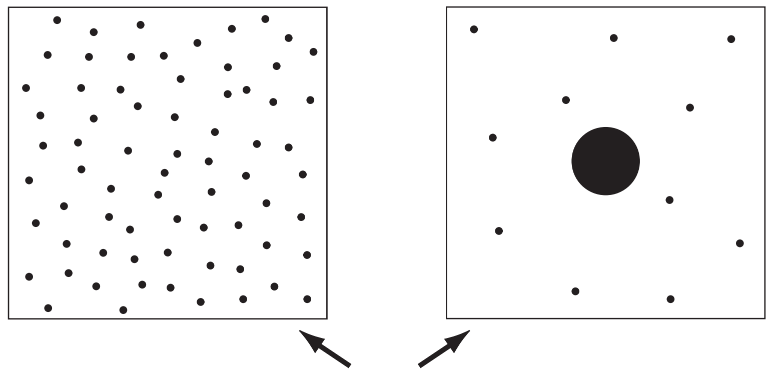
الأمر مُماثل في حالة الجاذبية الكمية. يمكننا هنا حساب تكامل المسار في فضاءاتٍ مترية محددة موجبة أو إقليدية، بدلًا من فضاءات لورنتز المترية. وبالفعل من الضروري أن نفعل ذلك إذا ما سمحنا لمجال الجاذبية أن يكون له طوبولوجيات مختلفة. يمكننا الحصول على فضاء لورنتز المتري فقط في منطوية بعدد أويلر قيمته صفر. لكن كما رأينا، فإن تأثيرات الجاذبية الكمية المُثيرة، مثل الإنتروبيا الداخلية، تظهر تحديدًا بسبب منطويات الزمكان التي لها عدد أويلر غير صفري، ولا تعترف بوجود فضاءات لورنتز المترية. ثَمة مشكلة في كون التأثير الإقليدي للجاذبية ليس محصورًا في الأسفل؛ ومن ثَم يبدو أن تكامل المسار لن يتقارب، لكن يمكننا حلُّ هذه المشكلة بمكاملة العامل المطابق على كنتور مركب. هذا هراء، ولكنني أعتقد أن هذا السلوك مرتبط بالحرية المعيارية، وسيُلغى عندما نعرف كيف نُجري تكامل المسار على نحوٍ صحيح. تظهر هذه المشكلة لسببٍ فيزيائي، وهو أن طاقة الوضع للجاذبية سالبة؛ لأن الجاذبية تجذب. لذلك، ستظهر بشكلٍ ما في أي نظرية للجاذبية الكمية. وستُذكر في نظرية الأوتار إن استمرت لتلك المرحلة. لكن حتى الآن، كان أداؤها مُثيرًا للشفقة؛ لا يمكن لنظرية الأوتار حتى وصف بنية الشمس، ناهيك عن الثقوب السوداء.

دعونا نترك نظرية الأوتار الآن بعد أن تطرَّقنا إليها بعضَ الشيء، ونرجع إلى النهج الإقليدي وشرط غياب الحدود. رغم أننا سنأخذ تكامل المسار على الفضاءات المترية الحقيقية المحددة الموجبة، ستكون نقطة السرج متريةً مركبة. وسيحدث ذلك في علم الكونيات عندما يكون Σ ذو الأسطح الثلاثة أكبرَ من قيمة معيَّنة صغيرة جدًّا. ورغم أنني قد وصفت الفضاء المتري بأنه نصفُ كرة رباعية الأبعاد إقليدية، رُبِط بمترية لورنتز، فهذا مجرد تقريب. ستكون مترية نقطة السرج الفعلية مركبة. قد يُزعج ذلك شخصًا أفلاطونيًّا مثل روجر، لكنه أمرٌ جيد لشخصٍ وضعي مثلي. نحن لا نُلاحظ مترية نقطة السرج؛ كل ما يمكننا ملاحظته هو الدالة الموجية التي حُسبت منها، ويُقابل ذلك مترية لورنتز حقيقية. فاجأني قليلًا أن يُعارض روجر استخدامي للزمكان الإقليدي والمركب، فهو يستخدم الزمكان المركب في المبرومات. وفي الحقيقة كانت ملاحظات روجر حول كون التردد الموجب تامَّ الشكل هي التي قادَتني إلى طرح فكرة الجاذبية الكمية الإقليدية، ويمكنني الادعاء بأن هذه الفكرة قد أتت بتنبُّؤين قابلَين للاختبار من خلال الرصد. فكم تنبُّؤًا أتت به نظرية الأوتار أو المبرومات؟

يشعر روجر أن الملاحظات أو القياسات المجمَّعة من خلال عملية **R**، وانهيار الدالة الموجية، تُدخِل خرق تناظر CPT في مجال الفيزياء. وهو يرى هذه الخروقات في حالتين على الأقل: علم الكونيات، والثقوب السوداء. أتفقُ أنه يمكننا إدخال التناظر الزمني في الطريقة التي نطرح بها الأسئلة حول الملاحظات، لكنني أرفض تمامًا فكرة أنه توجد عملية فيزيائية تعكس اختزال الدالة الموجية، أو أن هذا له علاقة بالجاذبية الكمية أو الإدراك. يبدو لي ذلك الأمر سحرًا، وليس علمًا.

شرحت بالفعل في محاضراتي سبب اعتقادي أن فرضية غياب الحدود يمكنها تفسير سهم الزمن الملاحظ في علم الكونيات دون أي خرق لتناظر CPT، وسأشرح الآن لماذا — بعكس روجر — لا أعتقد أنا أن الثقوب السوداء تتضمن أيَّ عدم تناظر زمني أيضًا. في النسبية العامة الكلاسيكية، يُعرَّف الثقب الأسود بأنه منطقة يمكن للأجسام أن تسقط فيها، لكن لا يمكن لشيءٍ أن يخرج منها. وقد يتساءل البعض: لماذا لا يوجد أيضًا ثقوبٌ بيضاء؛ أي مناطق تخرج منها الأشياء لكن لا يسقط فيها أيُّ شيء؟ للرد على هذا السؤال، أقول إنه رغم الاختلاف الكبير بين الثقوب السوداء والبيضاء في النظرية الكلاسيكية، فهي تُعَد شيئًا واحدًا في نظرية الكم. تُزيل نظرية الكم التمايز بين الثقوب السوداء والبيضاء؛ فالثقوب السوداء يمكن أن تنبعث منها أشياء، ويُفترَض أن الثقوب البيضاء يمكن أن تمتصَّ الأشياء. أقترح أن نُشيرَ إلى المنطقة باعتبارها ثقبًا أسودَ عندما تكون ضخمة وكلاسيكية، ولا ينبعث منها الكثير. على الجانب الآخر، الثقب الصغير الذي يُرسل كميات كبيرة من الإشعاع الكمي هو تمامًا كما نتوقع أن يكون الثقب الأبيض.

سوف أوضِّح كيف أن الثقوب السوداء والبيضاء هي نفس الشيء من خلال تجربة افتراضية أشار إليها روجر. نضع كميةً معيَّنة من الطاقة في صندوقٍ ضخم جدرانُه تامة الانعكاس، ويمكن لهذه الطاقة أن توزِّع نفسها بطرقٍ متنوعة على الحالات الممكنة في الصندوق. وثَمة وضعان ممكنان يمثِّلان الغالبية العظمى من الحالات؛ وهما صندوقٌ مملوء بالإشعاع الحراري، أو ثقبٌ أسود في حالة اتزان مع الإشعاع الحراري. أيُّ الوضعين له عددٌ أكبر من الحالات المجهرية هو أمرٌ يعتمد على حجم الصندوق وكمية الطاقة فيه. لكن يمكننا اختيار هذه المعاملات بحيث يعكس الوضعان تقريبًا نفسَ عدد الحالات المجهرية. حينها قد نتوقع أن يتقلب الصندوق بين الوضعين؛ في بعض الأوقات سيحتوي الصندوق على إشعاعٍ حراري فقط، وفي أوقاتٍ أخرى سوف تعني التقلبات الحرارية في الإشعاع وجودَ عددٍ كبيرٍ جدًّا من الجسيمات في منطقةٍ صغيرة، وسيتشكل ثقبٌ أسود (الشكل ٧-١). وفي أوقاتٍ أخرى، سيتقلب الإشعاع الصادر من الثقب الأسود لأعلى، أو

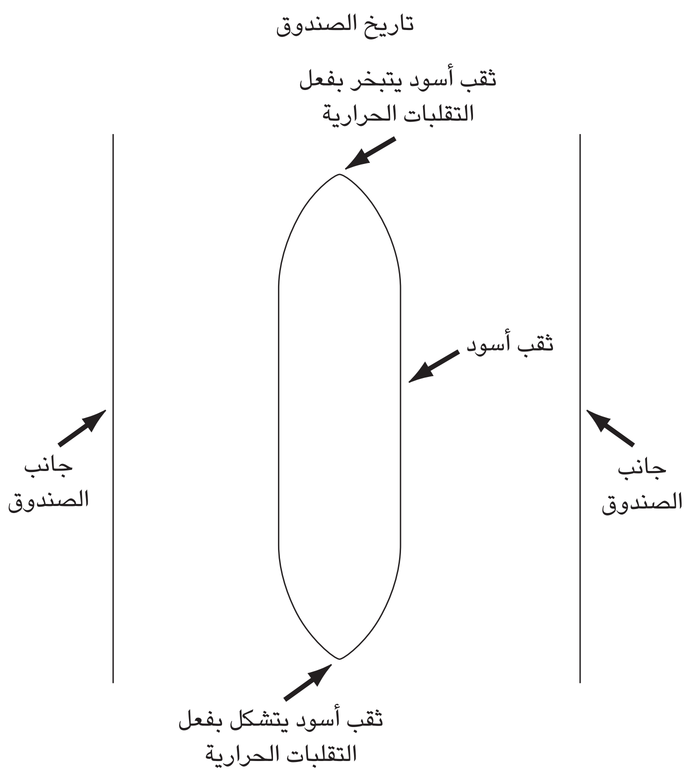


شكل ٧-١: صندوق يحتوي على كميةٍ ثابتة من الطاقة، سيحتوي إما على إشعاع حراري فقط، وإما على ثقب أسود في حالة اتزان مع الإشعاع الحراري.

يتقلب الامتصاص لأسفل، وسيتبخر الثقب الأسود أو يختفي؛ ومن ثَم سيتحرك النظام داخل الصندوق على نحو إرجوديكي عبر فضائه الطوري: أحيانًا سيوجد ثقب أسود، وفي أحيانٍ أخرى لن يكون موجودًا (الشكل ٧-٢).

أتفق أنا وروجر في أن الصندوق سيتصرَّف بالطريقة التي ذكرتها، لكننا نختلف في نقطتين. أولًا: يعتقد روجر أن حجم فضاء الطور والمعلومات سيُفقدان أثناء دورة ظهور واختفاء الثقوب السوداء. وثانيًا: يعتقد أن العملية لن تكون متناظرة زمنيًّا. في النقطة الأولى، يبدو أن روجر يعتقد أن مبرهنات اللاشعر الخاصة بالثقوب السوداء تُوحي بفقد في حجم فضاء الطور؛ لأن كثيرًا من التكوينات المختلفة للجسيمات المنهارة ينتج عنها نفس الثقب الأسود. وهو يطرح فكرة أن العملية R — وهي عملية انهيار الدالة الموجية — تتضمن اكتسابًا تعويضيًّا في حجم فضاء الطور. ليس واضحًا لي الكيفية التي من المفترض أن تحدث بها العملية **R** هذه. لا يوجد راصدون في الصندوق، ولا أميل لتصديق الادعاءات بأنها عمليةٌ تلقائية، إلا إذا استطاع شخصٌ ما طرح طريقة لحسابها. غير ذلك، فهي تبدو أشبه بالسحر. على أية حال، لا أتفق على أن ثَمة فقدًا يحدث في حجم فضاء الطور.

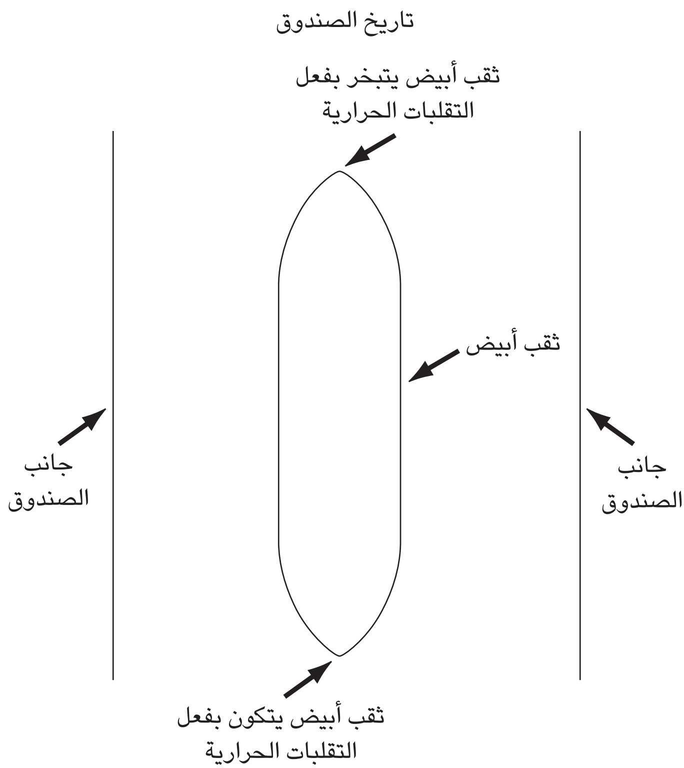
لو كنت تدَّعي أن عدد حالات الثقوب السوداء يُساوي $e^{\frac{1}{4}A}$؛ فمن ثَم لا يحدث أيٌّ فقد في حجم فضاء الطور. ولا توجد معلومات في نظامٍ مثل النظام داخل الصندوق، الذي قد يكون في أي حالة. إذن لا يحدث فقد للمعلومات.



شكل ٧-٢: ثقبٌ أسود يظهر ويختفي بفعل التقلبات الحرارية.

سأنتقل الآن إلى نقطة خلافنا الثانية. أعتقد أن ظهور الثقوب السوداء واختفاءها سيكونان متناظرين زمنيًّا؛ أي لو أخذت فيلمًا من الصندوق وشغلته عكسيًّا، فسيكون هو نفسه. في اتجاهٍ واحد للزمن، نجد ثقوبًا سوداء تظهر وتختفي. وفي الاتجاه الآخر،

ستجد ثقوبًا بيضاء — المعكوس الزمني للثقوب السوداء — تظهر وتختفي. وقد تُصبح هاتان الصورتان متطابقتين إذا كانت الثقوب البيضاء هي نفسها الثقوب السوداء؛ ومن ثَم لا يكون ثَمة احتياج لإحداث خرق لتناظر CPT بسبب تصرف ذلك الصندوق (انظر الشكل ٧-٣).



شكل ٧-٣: ثقبٌ أبيض يظهر ويختفي بفعل التقلبات الحرارية.

في البداية عارَض كلٌّ من روجر ودون بايج طرحي بأن عمليات تكوُّن الثقوب السوداء وتبخُّرها في الصندوق هي عملياتٌ متناظرة زمنيًّا، لكن دون يتفق معي الآن، وأنا في انتظار أن يفعل روجر الشيء نفسه.

(٢) روجر بنروز يرد

دعوني أولًا أقُل إنني أعتقد أننا نتفق فيما بيننا أكثر مما نختلف، لكنَّ ثَمة أمورًا معيَّنة (أساسية) نختلف فيها، وأودُّ أن أركِّز عليها فيما يأتي.

(٢-١) القطط وما شابه

أيًّا ما كان «الواقع»، فعلينا توضيح كيف نرى العالم. ميكانيكا الكم لا تفعل ذلك؛ ومن ثَم علينا إضافة شيء آخر إليها، وهو شيءٌ غير مُتضمَّن في القوانين الأساسية لميكانيكا الكم. على وجه التحديد، يبدو لي أن ستيفن لم يفهم تمامًا ما قلتُه حول معضلة القطة. المشكلة ليست أن فقد المعلومات يدل على أن النظام لا بد أن يوصف بمصفوفة للكثافة، بل هي تكمن في أن مصفوفتَي الكثافة

$$\begin{aligned} D = {} & \frac{1}{4}(|\mathrm{live}\rangle + |\mathrm{dead}\rangle)(\langle\mathrm{live}| + \langle\mathrm{dead}|) \\ & + \frac{1}{4}(|\mathrm{live}\rangle - |\mathrm{dead}\rangle)(\langle\mathrm{live}| - \langle\mathrm{dead}|) \end{aligned} \tag{7-1}$$

والمصفوفة:

$$D = \frac{1}{2}|\mathrm{live}\rangle\langle\mathrm{live}| + \frac{1}{2}|\mathrm{dead}\rangle\langle\mathrm{dead}|, \tag{7-2}$$

على سبيل المثال، متساوية. لذلك علينا حلُّ معضلة لماذا نرى القطة إما حية وإما ميتة، ولا نراها تراكبًا من الحالتين. أعتقد أن الفلسفة مهمة في هذه الأمور، لكنها لا تُجيب عن السؤال.

يبدو لي أنه لكي نفسِّر منظورنا للعالم في إطار ميكانيكا الكم، لا بد أن يكون لدينا أحدُ الأمرين الآتيين (أو كلاهما):

(أ) نظرية تجربة.

(ب) نظرية تعبِّر عن سلوكٍ فيزيائي حقيقي.

في الواقع، بإدخال الراصد إلى المشهد، سيتخذ كلٌّ من متجهات الحالة المقابلة (في المعادلة 7-1 المذكورة سابقًا) الصيغة الآتية:

$$\begin{aligned}&\frac{1}{2}(|\text{live}\rangle \pm |\text{dead}\rangle)(|\text{observer sees live cat}\rangle\\&\pm|\text{observer sees dead cat}\rangle).\end{aligned} \tag{7-3}$$

ومن ثَم يُصبح البديل الأول (أ) واجبَ التحقق لاستبعاد احتمالية وجود تراكب في العامل الثاني، حيث إن حالة المنظور هذه لن تكون ممكنة. على الجانب الآخر، ستستبعد متطلبات وقوع «ب» التراكب في العامل الأول. في الصورة التي رسمتها أنا، هذه التراكبات الواسعة النطاق غير مستقرة، ولا بد أن تتحلل بسرعة (تلقائيًّا)، لتتحوَّل إلى إحدى الحالتين الأخريين المستقرتين: إما $\langle\text{live}|$ وإما $\langle\text{dead}|$. أعتقد أن ستيفن لا بد أن يدعم «أ» — ستيفن: «لا!» — لأنه لا يدعم «ب». بينما أنا داعمٌ قوي لـ «ب»؛ لأنني أعتقد أن تبنِّي «أ» يشكِّل خطرًا؛ مما يؤدي إلى مشكلاتٍ كثيرة. تحديدًا، من يدعم «أ» يحتاج إلى نظريةٍ ذهنية أو تتعلق بالدماغ والإدراك، أو شيء من هذا القبيل. أنا مندهش من أنه يبدو أن ستيفن لا يدعم «أ» ولا «ب»، وأنا في انتظار تعقيبه على هذا.

(٢-٢) دوران ويك

هذه أداةٌ مفيدة في نظرية المجال الكمي؛ إذ نجعل it يحلُّ محلَّ t عن طريق تدوير محور الزمن، وينقل ذلك فضاء منكوفسكي إلى فضاء إقليدي. وتأتي الفائدة من حقيقة أن بعض التعبيرات (مثل تكاملات المسار) تُعرَّف بشكلٍ أفضل في النظرية الإقليدية. إن دوران ويك هو أداة في نظرية المجال الكمي يمكن التحكم فيها جيدًا، على الأقل للمدة التي نُطبقها فيها على الزمكان المسطح (أو الساكن).

إن الفكرة التي طرحها ستيفن المتعلقة بتطبيق «دوران ويك» على فضاء متريات لورنتز (من أجل الحصول على فضاء المتريات الإقليدية) هي بالتأكيد فكرةٌ مُثيرة للاهتمام وعبقرية، لكنه إجراءٌ مختلف تمامًا عن تطبيق دوران ويك في نظرية المجال الكمي. هي نوع من «دوران ويك» بالفعل، ولكن في مستوًى مختلف.

أما فرضية غياب الحدود فهي طرحٌ رائع، وبكل تأكيد تبدو متصلة بفرضية انحناء فايل. لكن في نظري، لا يمكن لفرضية غياب الحدود أن تُفسر حقيقة أن المتفردات الماضية

لها انحناء فايل صغير، بينما المتفردات المستقبلية لها انحناء فايل كبير. هذا ما نُلاحظه في كوننا، وأعتقد أن ستيفن يتفق معي في ذلك من ناحية الرصد.

(٢-٣) فقد في فضاء الطور

أعتقد أنني وستيفن متفقان على حدوث فقد للمعلومات في الثقب الأسود، لكننا لا نتفق على فقد فضاء الطور في الثقب الأسود. ادَّعى ستيفن أن العملية **R** ما هي إلا سحرٌ محض، وليست فيزياء. من الواضح أني لا أتفق مع هذا، وأعتقد أنني قد شرحتُ في محاضرتي الثانية لماذا هذا أمرٌ منطقي، بل وطرحت تعبيرًا محددًا للمعدل المفترض لاختزال الحالة، تحديدًا في زمن:

$$T \sim \frac{\hbar}{E}. \quad (7\text{-}4)$$

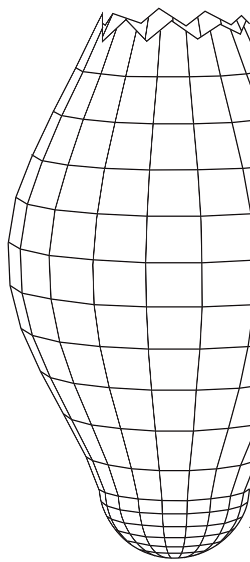
أعتقد أيضًا أن المخطط الذي عرضه للثقب الأسود مضلِّل جدًّا. كان عليه أن يرسم مخطط كارتر، وهو بكل تأكيد ليس متناظرًا زمنيًّا. يبدو أننا نحن الاثنان متفقان على أي حال على أن المعلومات تُفقَد، لكنني أعتقد كذلك أن حجم فضاء الطور يقلُّ. إضافةً لذلك، لو كان النظام كلُّه متناظرًا زمنيًّا لكان من الممكن أن يكون لدينا ثقوبٌ بيضاء، وهي مناطق يمكن لأشياء كثيرة أن تأتي منها، وسيتعارض ذلك على الأقل مع فرضية انحناء فايل، ومع القانون الثاني للديناميكا الحرارية، وربما أيضًا مع الرصد. يرتبط هذا السؤال ارتباطًا كبيرًا بنوع المتفردات التي ستسمح بها «الجاذبية الكمية». ومن وجهة نظري أنه من الضروري أن تكون النظرية متناظرة زمنيًّا في الآثار المترتبة عليها.

(٣) ستيفن هوكينج

روجر قلقٌ بشأن قطة شرودينجر المسكينة. إن تجربةً افتراضية كهذه لن تكون مقبولة سياسيًّا اليوم. يشعر روجر بالقلق لأن مصفوفة الكثافة التي يكون فيها احتمالُ كلٍّ من cat_{alive} وcat_{dead} مُتساويًا يكون فيها أيضًا احتمالُ كلٍّ من $\text{cat}_{alive} + \text{cat}_{dead}$ و$\text{cat}_{alive} - \text{cat}_{dead}$ متساويًا. إذن لماذا نرصد إما cat_{alive} وإما cat_{dead}؟ لماذا لا نرصد إما $\text{cat}_{alive} + \text{cat}_{dead}$ وإما $\text{cat}_{alive} - \text{cat}_{dead}$؟ ما الذي يحدِّد لنا أن نستخدم محورَي $alive$ و$dead$ في عمليات الرصد التي نُجريها، وليس $alive{+}dead$ و$alive{-}dead$؟

النقطة الأولى التي أودُّ الإشارة إليها هي أننا نحصل على هذه الضبابية في الحالات الذاتية لمصفوفة الكثافة فقط عندما تكون القِيم الذاتية متساوية تمامًا. إذا كان احتمال أن تكون إما *alive* وإما *dead* مختلفًا بعض الشيء، فلن تكون ثَمة ضبابية في الحالات الذاتية. يمكن تمييز أحد الأساسين بأن يكون متجهات ذاتية لمصفوفة الكثافة. لماذا إذن تختار الطبيعة أن تجعل مصفوفة الكثافة قطرية في الأساس $alive/dead$ وليس في الأساس $alive + dead/alive - dead$؟ الإجابة هي أن الحالتين cat_{alive} وcat_{dead} تختلفان على المستوى العياني من حيث أشياء مثل موضع الطلقة أو مكان الجرح على جسد القطة. عندما تتتبع الأشياء التي لا تراها، مثل الاضطراب في جزيئات الهواء، سيبلغ متوسط عنصر المصفوفة الذي يعبر عن أي أمر ملاحَظ بين الحالتين cat_{alive} وcat_{dead} صفرًا. هذا هو السبب الذي يجعلنا نُلاحظ أن القطة إما ميتة «أو» حية، وليس مزيجًا خطيًّا من الأمرين. هذه ميكانيكا الكم العادية. لسنا بحاجة إلى نظريةٍ جديدة للقياس، وبالتأكيد لسنا بحاجة إلى الجاذبية الكمية.

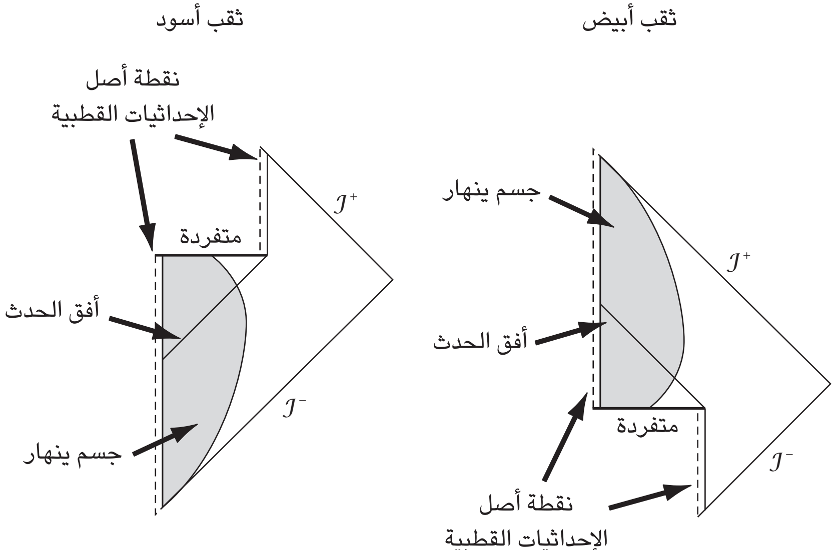
لنرجع إلى الجاذبية الكمية. يبدو أن روجر يقبل فكرةَ أن فرضية غياب الحدود يمكنها تفسير موتِّر فايل المنخفض في المراحل الأولى من عمر الكون، لكنه يتشكَّك بشأن ما إذا كان بإمكانها تفسير موتِّر فايل العالي المتوقَّع في الانهيار الثقالي في الثقوب السوداء، وفي انهيار الكون بأكمله. أعتقد أن هذا أيضًا مبنيٌّ على فهمٍ خاطئ لفرضية غياب الحدود. أتوقَّع أن يتفق معي روجر في أنه توجد حلول من حلول لورنتز تبدأ في المراحل الأولى من عمر الكون حيث يكون منتظمًا تقريبًا، وتتحوَّل إلى فضاءاتٍ مترية غير منتظمة بشدة في الانهيار الثقالي. يمكننا ربط متريات لورنتز هذه بنصف كرة رباعية الأبعاد إقليدية في المراحل الأولى من عمر الكون. ويُعطي ذلك مترية نقطة سرج تقريبية للدالة الموجية ذات بنية هندسية ثلاثية الأبعاد مشوَّهة بشدة في عملية الانهيار (الشكل ٧-٤). بالطبع — كما ذكرت سابقًا — سيكون فضاء نقطة السرج المتري الدقيق مركبًا، ولن يكون إقليديًّا ولا لورنتزيًّا. ومع ذلك، يمكننا، بتقريبٍ جيد، أن نقسمها إلى منطقتين شِبه إقليدية ولورنتزية، كما شرحت. ستختلف المنطقة الإقليدية قليلًا فقط عن نصف الكرة الرباعية الأبعاد الدائرية؛ ومن ثَم فإن فعلها سيكون أعلى قليلًا من نصف الكرة الرباعية الأبعاد الدائرية؛ ما يعكس كونًا متجانسًا ومتحد الخواص. وسيختلف الجزء اللورنتزي من الحل اختلافًا كبيرًا عن الحل المتجانس المتحد الخواص، لكن فعل هذا الجزء اللورنتزي يغيِّر فقط طور الدالة الموجية، ولا يؤثر على سعتها. يُعطى ذلك من خلال فعل الجزء الإقليدي،



شكل ٧-٤: في المسار النفقي المؤدي إلى البنية الهندسية الثلاثية الأبعاد المنهارة، يحدِّد الجزء الإقليدي سعة الدالة الموجية للبنية الهندسية الثلاثية الأبعاد، ويحدِّد الجزء اللورنتزي طوره.

وسيكون شِبه مستقل عن مدى تشوُّه البنية الهندسية الثلاثية الأبعاد؛ ولذلك فإن احتمال وجود جميع البِنى الهندسية الثلاثية الأبعاد مُتساوٍ في الانهيار الثقالي، وسنحصل نموذجيًّا على فضاءٍ متري غير منتظم بشدة، مع الكثير من انحناء فايل. أتمنَّى أن يُقنِع هذا روجر، والجميع، بأن فرضية غياب الحدود يمكنها تفسير السبب في أن الكون في مراحله الأولى كان منتظمًا، وأيضًا السبب في أن الانهيار الثقالي سيكون غير منتظم.

تتعلق النقاط الأخيرة التي أودُّ ذكرها بتجربةٍ فكرية افتراضية يكون فيها ثقب أسود بداخل صندوق. يبدو أن روجر ما زال يدَّعي أن ثَمة فقدًا يحدث في حجم فضاء الطور، لأنه توجد أشكال كثيرة مختلفة يمكن أن تنهار مكونةً نفس الثقب الأسود، لكن الهدف من الديناميكا الحرارية للثقوب السوداء هو تفادي هذا الفقد في فضاء الطور. نحن نربط الإنتروبيا بالثقوب السوداء تحديدًا لأنه يمكن تكوينها بعدد e^S من الطرق. عندما تتبخر



شكل ٧-٥: مخططات كارتر-بنروز للثقوب السوداء والبيضاء.

على نحوٍ مُتناظر زمنيًّا، تُطلق الثقوب السوداء الإشعاع بعدد e^S من الطرق؛ لذلك لا يوجد فقدٌ في حجم فضاء الطور، ولا داعي للاستعانة بالعملية **R** للتعويض بها. وبالمناسبة، أنا مُقتنع بالانهيار الثقالي، لكنني لست مُقتنعًا بانهيار الدالة الموجية.

تتعلق النقطة الأخيرة التي أودُّ ذكرها بادعائي بأن الثقوب السوداء والبيضاء هي الشيء نفسه. يعارض روجر فكرة أن مخططات كارتر-بنروز مختلفة اختلافًا كبيرًا (انظر الشكل ٧-٥). أتفق مع أنها مختلفة، لكن يمكنني القول إنها فقط صورةٌ كلاسيكية. سأدَّعي في نظرية الكم أن الثقوب السوداء والبيضاء هي الشيء نفسه من منظور راصد خارجي، لكن — وقد يعترض روجر على هذا — ماذا عن الشخص الذي يسقط في الثقب؟ ألن يرى مخطط كارتر-بنروز للثقوب السوداء؟ أعتقد أن هذه الحجة تقع في فخ افتراض أنه يوجد فضاء متري وحيد للزمكان، كما هو الحال في النظرية الكلاسيكية. لكن على الجانب الآخر، في نظرية الكم، علينا إجراءُ تكامل للمسار على جميع الفضاءات المترية المحتملة. وسيكون ثَمة فضاءات نقطة سرج مترية مختلفة لكل سؤال مطروح. وتحديدًا

ستختلف فضاءات نقطة السرج المترية للأسئلة التي يسألها الراصدون الخارجيون عن فضاء نقطة السرج المتري لراصد يسقط في الداخل. بوسعي أن أتخيَّل أيضًا أنه يمكن للثقب الأسود أن يبعث راصدًا، وهو احتمالٌ ضعيف لكنه قائم. ويمكننا افتراض أن فضاء نقطة السرج المتري لراصد كهذا سيكون مناظرًا لمخطط كارتر-بنروز للثقوب البيضاء. لذلك، ما زال ادعائي قائمًا بأن الثقوب السوداء والبيضاء هي الشيء نفسه. هذه هي الطريقة الطبيعية الوحيدة التي يمكن من خلالها أن نجعل الجاذبية الكمية تتسم بثبات تناظر CPT.

(٤) روجر بنروز يرد

دعوني أرجع إلى تعقيب ستيفن على معضلة القطة. في الحقيقة، تَساوي القِيم الذاتية ليس له علاقة بالأمر. تبيَّن مؤخرًا (هوستن وآخرون ١٩٩٣) أنه لأي مصفوفة كثافة (حتى مع وجود قِيَم ذاتية متباينة تمامًا)، لكل الطرق الكثيرة المختلفة التي يمكن كتابتها بها باعتبارها مزيجًا من احتمالات الحالات (ليست بالضرورة متعامدة)، يوجد قياس يمكننا — من حيث المبدأ — إجراؤه على «الجزء المجهول من متجه الحالة»، يُعطي ذلك المزيج من الاحتمالات بالتحديد تفسيرَ مصفوفة الكثافة للجزء «المعلوم». إضافةً لذلك، من حيث تأثير البيئة المحيطة، يمكن الإشارة إلى أنه رغم أن الحدود غير القطرية قد تكون صغيرة، فإن تأثيرها على المتجهات الذاتية قد يكون كبيرًا. علاوةً على ذلك، ذكر ستيفن أيضًا الطلقات، وما إلى ذلك. لا يساعد ذلك حقًّا في حل المعضلة؛ لأننا نُواجه نفس المشكلة في نظام «القطة + الطلقة» كما فعلنا في السابق في نظام «القطة» وحدها. أعتقد أن مسألة «الواقع» هي الفارق الأساسي بيننا، وهي متصلة بالمعضلات الأخرى. على سبيل المثال، هي متصلة بمعضلةِ ما إذا كانت الثقوب البيضاء والثقوب السوداء هي الشيء نفسه أم لا. يرجع الأمر كلُّه في النهاية إلى حقيقة أنه على المستوى العياني، نحن نرى زمكانًا واحدًا فقط. لذا، يبدو لي أن على المرء أن يدعم إما «أ» وإما «ب»، ولا أظن أن ستيفن قد تطرَّق إلى هذه النقطة.

قد تتشابه الثقوب السوداء والثقوب البيضاء جدًّا مع الثقوب الصغيرة جدًّا. الثقب الأسود الصغير يبعث الكثير من الإشعاع؛ ومن ثَم قد يبدو مثل ثقب أبيض. ومن المفترض أن الثقب الأبيض الصغير يمكنه أيضًا امتصاص كمية ضخمة من الإشعاع. لكن على المستوى العياني، يبدو لي أن هذا التعريف غير مناسب؛ فلا بد من إدخال شيء آخر إلى المشهد.

ظهرت ميكانيكا الكم منذ حوالَي خمس وسبعين سنةً فقط، وهذه ليست بالمدة الطويلة، بالمقارنة مثلًا بنظرية نيوتن للجاذبية. لذلك، لن أفاجأ إذا تطلَّب الأمر تعديل ميكانيكا الكم للأجسام العيانية الضخمة جدًّا.

في بداية هذه المناظرة قال ستيفن إنه يعتقد أنه شخصٌ وضعي، بينما أنا شخصٌ أفلاطوني الفكر. أنا سعيد بكونه شخصًا وضعيًّا، لكنني أعتقد أن النقطة المهمة هنا هي أنني في الحقيقة شخصٌ واقعي. كما أننا لو قارنَّا هذه المناظرة بالمناظرة الشهيرة بين بور وأينشتاين قبل نحو سبعين سنة، فسنجد أن ستيفن، في ظني، يلعب دورَ بور، بينما ألعب أنا دور أينشتاين! دافَع أينشتاين عن فكرة أنه لا بد من وجود شيء مثل عالم حقيقي، لا يُمثَّل بالضرورة بدالةٍ موجية، بينما أصرَّ بور على أن الدالة الموجية لا تصفُ عالمًا مجهريًّا «حقيقيًّا»، وإنما فقط «معلومات» يمكن الاستفادة منها في وضع التنبؤات.

بدا وكأن بور قد فاز على أينشتاين. وفي الواقع، وحسب السيرة الذاتية التي نُشرت مؤخرًا لأينشتاين وكتبها بايز عام ١٩٩٤، ربما لم يُضِف أينشتاين بعد عام ١٩٢٥ جديدًا للعلم. بالفعل لم يُحرِز الكثير من التقدم الضخم، ومع ذلك كانت انتقاداته اللاذعة مفيدة جدًّا. أعتقد أن السبب الذي منع أينشتاين من إحراز تقدُّم كبير في نظرية الكم هو أنه كان ثَمة عنصرٌ مهمٌّ ينقص النظرية. وهذا العنصر الناقص هو اكتشاف ستيفن — بعد مرور خمسين سنة — لإشعاع الثقوب السوداء. إن هذا الفقد للمعلومات، المتصل بإشعاع الثقوب السوداء، هو ما يفتح الباب أمام التطور الجديد في هذا المجال.

أسئلة وأجوبة

جاري هورُويتز (تعقيب): ذُكِرت بعض التعليقات التي تنتقص من نظرية الأوتار. ومع أنها كانت تنتقص منها، يبدو على الأقل أن كثيرًا من تلك التعليقات يُظهِر أن نظرية الأوتار مهمة للغاية! كان بعض التعليقات مضلِّلًا، والبعض الآخر كان خطأً تمامًا. أولًا: تقع نظرية الأوتار ضمن حد المجال الضعيف للنسبية العامة؛ ومن ثَم تُشير إلى كلِّ ما تُشير إليه النسبية العامة. كما قد تمنحنا فهمًا أفضل لما يحدث عند المتفردة، وفي الواقع يبدو أنه يمكن حلُّ بعض التباينات الخارجة عن السيطرة بنظرية الأوتار. بالتأكيد لا أدَّعي أن نظرية الأوتار قد تغلَّبت على جميع مشكلاتها، لكنها لا تزال تبدو طريقًا واعدًا جدًّا.

سؤال: سؤال ينطوي على حيرة، مرةً أخرى عن القطة.

جواب: يعيد روجر بنروز شرح معضلة القطة.

سؤال: هل بإمكان روجر بنروز التعليق على مقاربة التواريخ غير المتماسكة؟ تبيَّن أن ثَمة قدرًا عاليًا من عدم التماسك بسبب البيئة الخارجية، لكن ليس مفهومًا تمامًا (بعدُ) كيف لعدم التماسك أن يكون داخليًّا. هل يرتبط ذلك بحقيقة أن عدم التماسك قد يكون ذا صلة بخصائص الزمكان؟

جواب (بنروز): في نهج التواريخ غير المتماسكة، يشكِّل شيءٌ مُناظر للعملية **R** جزءًا من النهج المطروح؛ لذا يختلف الأمر عن ميكانيكا الكم العادية، بيدَ أنه أيضًا شيءٌ مختلف عن المقاربة التي أطرحها. لكن من المُثير للاهتمام أن نعرف أنه قد تكون ثَمة صلة ببنية الزمكان. أعتقد أن المقاربة التي أطرحها أقرب قليلًا إلى نهج التواريخ المتسِقة عنه إلى نهج ستيفن، فيما يتعلق بمسألة التناظر الزمني.

سؤال: ماذا عن الإنتروبيا في التجربة الفكرية الافتراضية للثقب الأسود الموجود داخل الصندوق؟ ألن يخرق الوضعُ المعكوس زمنيًّا القانونَ الثاني للديناميكا الحرارية؟

جواب (هوكينج): الصندوق في حالةٍ قصوى من الإنتروبيا. يتحرك النظام على نحو إرجوديكي في جميع الحالات الممكنة؛ لذلك لا يوجد خرق.

سؤال: هل يمكن اختبار آلية القياس الكمي تجريبيًّا؟

جواب (بنروز): يُفترض (من حيث المبدأ) أن يكون من الممكن اختبارها تجريبيًّا. قد نستخدم تجربة من نوع «ليجيت»، حيث يحدث تراكبٌ واسع النطاق. المشكلة في هذا النوع من التجارب هو أن تأثيرات عدم التماسك بفعل البيئة المحيطة عادةً ما تكون أكبرَ بكثيرٍ من التأثيرات التي نريد قياسها؛ لذلك يكون علينا عزل النظام جيدًا. على حدِّ علمي، لا توجد حتى الآن أيُّ مقترحات لاختبار هذه الفكرة بالتفصيل، لكن من شأن الأمر بالتأكيد أن يكون مُثيرًا حقًّا.

سؤال: في نموذج التضخم الكوني، لا بد أن تكون كتلة الكون عاليةَ التوازن بين كونٍ آخذ في التمدد وآخر آخذ في الانكماش. لم يُرَ من هذه الكتلة اللازمة لهذا التوازن سوى ١٠٪ فقط حتى الآن، ويذكِّرني البحث عن الباقي من الكتلة نوعًا ما بالبحث عن «الأثير» في بداية القرن. هل تودُّ التعقيب على ذلك؟

جواب (بنروز): أنا راضٍ إلى حدٍّ معقول عن أن ثابت هابل في نطاق القيم الحالي، و١٠٪ من الكتلة الحرجة كافٍ لي. لم أكن راضيًا تمامًا عن النماذج التضخمية على أي

حال، لكنني أعتقد أن ستيفن يريد الكون مغلقًا، باعتبار ذلك جزءًا من فرضية غياب الحدود. [ستيفن: «نعم!»]

جواب (هوكينج): قد يكون ثابت هابل أقلَّ مما يُزعَم؛ فقد انخفض بمقدار ١٠ مرات في الخمسين سنةً الماضية، ولا أرى سببًا يمنعه من الانخفاض أكثر بمقدار مرتين. من شأن هذا أن يقلِّل الكتلة المطلوب إيجادها.

خاتمة نسخة عام ٢٠١٠ من الكتاب

ويستمر الجدل

إس دبليو هوكينج وآر بنروز

في السنوات التي تلت النسخة الأولى من كتاب «طبيعة الزمان والمكان» حدث كثيرٌ من التطورات المهمة، وذلك على مستوى الملاحظات وأيضًا على المستوى النظري. لكن رغم هذه المعرفة المتزايدة، يبدو أن وجهتَي نظرنا تباعدتَا أكثر مما كانتا عليه من قبل، بدلًا من أن تتقاربَا للوصول إلى فهمٍ واضح موحَّد. هذا بلا شكٍّ مؤشر على الكمية الهائلة من الأشياء التي ما زالت مجهولة حول أساسيات علم الفيزياء، وتحديدًا حول طبيعة الجاذبية الكمية. في هذه الخاتمة الجديدة، نطرح تصوُّرًا مختصرًا لما أوصلتنا إليه وجهتَا نظرنا، ولجوهر الاختلافات فيما بيننا. يمكن لمسألة أن التعارض الأساسي بين وجهتَي نظرنا ما زال قائمًا أن تكون مؤشرًا على حقيقة أنه، خلال الخمس عشرة سنةً منذ إلقائنا هذه السلسلة من المحاضرات المشتركة في كامبريدج — التي يعتمد عليها هذا الكتاب — يظل الجدل المفيد جدًّا دائرًا حول التساؤلات العميقة والمثيرة التي كانت تؤرِّقنا حول الطبيعة الجوهرية للواقع المادي.

نحن متفِقان من ناحية الدراسات المبنية على الرصد — على الأقل — على أي الاكتشافات الجديدة هو الأعلى إثارة والأكثر أهمية. بدأ ذلك من عمليات رصد المستعرات العظمى البعيدة عام ١٩٩٨، والتي اكتشفها فريقان ترأَّسهما بريان بي شميدت وسول بيرلموتر على الترتيب، حيث أتاحت تلك الأرصاد وما تلاها دلائل قوية جدًّا على الحقيقة

الواضحة والمفاجئة بأن تمدُّد الكون «يتسارع». التفسير الأبسط (وروجر راضٍ عنه) هو أنه يوجد ثابتٌ كوني موجب صغير في معادلات أينشتاين (كما اقترح أينشتاين نفسه عام ١٩١٧، على الرغم من بعض التحفظات القوية اللاحقة). تتعلق التفسيرات الأخرى بـ «طاقة مظلمة» غامضة ما، قد يكون لها أساس مختلف. على أي حال، يزيد هذا العنصر الجديد من الكثافة الكلية الفعَّالة للكون، التي تؤدي، بالاشتراك مع «المادة المظلمة» السائدة — التي تتسم ماهيتها بأنها أيضًا غامضة، ولكن يبدو أن وجودها الفعلي مؤكد بعمليات الرصد العدسية الثقالية للتصادمات المجرية — إلى تكوين صورة تكون فيها البنية الهندسية المكانية الكلية قريبة جدًّا من كونها مسطحة، بل قد تتخذ أيضًا شكل المنحنى الموجب الذي من شأنه أن يكون متسقًا مع فرضية «غياب الحدود» الأصلية التي طرحها هارتل وهوكينج، والتي ذكرها ستيفن في الفصل الثالث، أو يتخذ شكل المنحنى السالب الذي يميل إليه روجر مبدئيًّا على أساس فكرة التويستورات، والتي أُشير إليها في نهاية الفصل الخامس (رغم أن هذه الفكرة قد عُدِّلت الآن بعض الشيء بسبب وجود ثابت كوني).

أحرزت فرضية غياب الحدود تقدمًا أيضًا من ناحية الدراسات النظرية، حيث سمح تضمين أوزان الحجوم لهذا النهج بالحصول على كمياتٍ كبيرة من التضخم. يؤدي هذا التطور إلى تقريب نهج ستيفن ليصبح أكثر اتساقًا مع أفكار علم الكونيات التضخمي، الذي أصبح جزءًا أكبر من الصورة القياسية لعلم الكونيات مما كان عليه قبل خمسة عشر عامًا. يعود دعم ملاحظات التضخم، من ناحية، إلى النتائج التفصيلية المُستقاة من قمر WMAP الصناعي. وهي تؤكد وجود ثبات مقياس عالي الدقة لتوزيع التباين الزاوي في درجات الحرارة، حيث تُقدِّم هذه الملاحظات وغيرها دعمًا واسعًا لتنبؤات التضخم (رغم وجود بعض حالات الشذوذ التي لا يمكن تجاهلها). وتُظهر هذه الملاحظات أيضًا كونًا أوليًّا يتضمن نظيرًا من نوع دي سيتر للتقلبات الحرارية الخاصة بالثقوب السوداء، حيث يكون لكونٍ أولي متضخم بنيةٌ شبيهة بالتأكيد ببنية دي سيتر. ومن شأن قمر بلانك الصناعي، الذي أُطلق في ربيع عام ٢٠٠٩، أن يقدِّم المزيد من المعلومات المهمة، تحديدًا فيما يتعلق بالتنبؤات التضخمية للموجات الثقالية الأولية.

إضافةً إلى ذلك، تدعم التضخمَ أيضًا حقيقةُ أن وجودَ كونٍ مسطح مكانيًّا كان يعني دومًا وجودَ كونٍ متضخم، وقد اتجهت الملاحظات حديثًا نسبيًّا على نحوٍ مُقنِعٍ في ذلك الاتجاه، لكن يظل روجر مُتشككًا؛ إذ لا يمكن للتضخم «وحده» أن يُفسر الانتظام المذهل

الذي نجده في الكون في مراحله المبكرة جدًّا. وهذه حالةٌ خاصة جدًّا، توفر ظروفًا تنخفض فيها الإنتروبيا بشدة من الناحية الثقالية، وهو ما يرسِّخ أساسًا للقانون الثاني للديناميكا الحرارية؛ وهو السبب الذي دفع روجر إلى طرح فرضية انحناء فايل (WCH)، كما ذُكِر في الفصل الثاني. ثَمة ملاحظةٌ أخرى باهرة تدعم التضخم أيضًا، وازدادت مصداقيتها في السنوات الأخيرة، وهي وجود ترابطات في إشعاع الخلفية الميكروي الكوني (2.7K)، وهي من النوع الذي يقع خارج التأثير السببي المحتمل في النموذج الكوني للانفجار الكبير القياسي (غير التضخمي)، لكن حيث يُقرب التضخم تلك الأحداث البعيدة لتصبح قريبة من الناحية السببية، لكن يظل روجر متشككًا، وقد طرح مؤخرًا تفسيرًا بديلًا لهذا الأمر (وأيضًا للألغاز المختلفة الأخرى، بما في ذلك أساس منطقي لفرضية انحناء فايل). هذا نهج كوزمولوجي (علم الكون الدوري المطابق، أو CCC)، يفترض عدم وجود أي تضخم في بدايات الكون المبكرة جدًّا، لكن تُتيح فيه وجهة نظر الهندسة المطابقة (الوثيقة الصلة بمخططات كارتر-بنروز المذكورة هنا) للبنية الهندسية المطابقة لـ «المستقبل» («التضخمي» الشبيه بكون دي سيتر) البعيد جدًّا لنموذجٍ كوني له ثابتٌ كوني موجب أن ترتبط في تناغم مع الانفجار الكبير لنموذجٍ كوني لاحق. يُتيح هذا للنموذج الكوني الناتج (الزمكان المطابق) أن يمرَّ بسلسلة من «الدهور»، التي يبدأ كلٌّ منها بانفجارٍ كبير، و«ينتهي» بتمدد يتسارع تسارعًا غير محدود.

إن التطور النظري الذي ربما كان له التأثير الأهم على البحوث النظرية الحديثة هو الفكرة المعروفة باسم ازدواجية ADS-CFT (وهو اختصار لاسم نظرية المجال المطابق لفضاء دي سيتر المضاد)، التي طرحها خوان مالداسينا عام ١٩٩٧. رغم أن هذه النظرية تظلُّ تخمينًا غير مبرهَن، فقد كان لها تأثيرٌ قوي على تطوير نظرية الأوتار (وتجلياتها الأحدث، مثل النظرية M)؛ وذلك لأنه يبدو أنها تقدِّم تكافؤًا بين نظرية المجال الكمي التقليدية ونوعٍ معيَّن من نظرية الأوتار؛ ومن ثَم توفِّر أساسًا رياضيًّا حقيقيًّا لهذا النوع من نظرية الأوتار. إن تناظر المجال المطابق لفضاء دي سيتر المضاد (ADS-CFT) له الكثير من الآثار المترتبة الأخرى التي تغيِّر منظور نظرية الأوتار وما تلاها، بتحديدٍ أكثر فيما يتعلق بمصطلح «العوالم الغشائية»، التي قد يكون فيها ما نعيشه باعتباره «واقعًا ماديًّا» هو في الحقيقة حدٌّ من نوعٍ ما لبنيةٍ ذات أبعاد عُليا.

من وجهة نظر ستيفن، قدَّم تماثُل ADS-CFT أيضًا حلًّا لما يُعرَف باسم «مفارقة المعلومات» في الثقوب السوداء، حيث يدعم القول بأن المعلومات لا تُفقد. كان موقف

ستيفن قد تغيَّر عما كان يعتقد قبل حوالَي عام ٢٠٠٤، الذي كان قد طرح فيه فكرة أن المعلومات التي تسقط في بنية الثقب الأسود أثناء تكوينه لا بد أن تُفقَد (أو تَفقد تماسكها) في اختفاء الثقب في النهاية بفعل ما يُعرَف باسم «تبخر هوكينج». كان قد أعلن عن تغيير وجهة نظره، بما يدعم الافتراض البديل بأن المعلومات في الحقيقة تُسترجَع، وذلك في مؤتمر GR17 في دبلن عام ٢٠٠٤. ومؤخرًا طرح تفسيرًا أكثر اكتمالًا للأمر، يمكنه فيه الاستفادة من تماثُل ADS-CFT هذا.

غير أن طريقة تعامل روجر مع هذا الأمر المهم مختلفة اختلافًا كبيرًا، كما أن الأمور المتعلقة بـ «مفارقة» فقد المعلومات هذه في الثقوب السوداء هي أكثر ما نختلف عليه بشدة. تكمن النقطة الأساسية هنا فيما إذا كانت القواعد القياسية لميكانيكا الكم ستظل غير منتهكة في سياق النسبية العامة، أو إذا كانت ستظهر حاجة لإضافة شيء جديد إلى أسس ميكانيكا الكم قبل أن يُصبح ممكنًا التوصل إلى نظريةٍ صحيحة لما يُسمى «الجاذبية الكمية». كما قال ستيفن في بداية الفصل الأول، رغم أن علماء فيزياء الجسيمات كانوا يعتبرونه شخصًا «راديكاليًّا خطرًا»، فهو «بالتأكيد يُعَد محافظًا مقارنةً بروجر»! أي فقد للمعلومات أثناء تبخُّر الثقوب السوداء سيمثِّل بالتأكيد انتهاكًا لعملية «التطور الموحد» الميكانيكية الكمية القياسية، ومن هنا تنشأ الصعوبة الجوهرية. لكن روجر يفضِّل حدوث انتهاك فعلي لهذا «التوحيد»، في سياقٍ ثقالي؛ وذلك للأسباب المذكورة في هذا الكتاب (تحديدًا في الفصل الرابع). وفي نقاشاتٍ حديثة، وفيما يتصل بنموذج علم الكون الدوري المطابق (CCC) (المذكور أعلاه)، وأوجُه أخرى للقانون الثاني للديناميكا الحرارية في سياق كوزمولوجي، يطرح روجر فكرة أن فقد المعلومات في عملية تبخُّر الثقوب السوداء هي في الواقع مسألة «ضرورية».

إن أغلب الحجج المقدَّمة في هذا الكتاب لا تزال ذات صلة بالدراسات الحالية في مجال الفيزياء الأساسية. وجدير بالذِّكر أن إدوارد ويتن — على سبيل المثال — توصَّل في نهاية عام ٢٠٠٣ إلى بعض التطبيقات الجديدة لأفكار نظرية التويستورات (وهي الموضوع الرئيس الذي يدور حوله الفصل السادس)، حيث تُدمج أساليب التويستورات مع أساليب نظرية الأوتار، لتقديم أساليب أفضل بكثير لحساب عمليات التشتت في دراسات فيزياء الطاقة العالية. نحن نعتقد أنه لا يزال ثَمة الكثير مما يمكننا التوصل إليه بالمزيد من الدراسة لكثير من الأمور التي طرحناها وناقشناها قبل خمسة عشر عامًا.

المراجع

Aharonov, Y., Bergmann, P., and Lebowitz, J. L. 1964. Time symmetry in the quantum process of measurement. In *Quantum Theory and Measurement,* ed. J. A. Wheeler and W. H. Zurek. Princeton University Press, Princeton, 1983. Originally in *Phys. Rev.* **134B**, 1410–16.

Bekenstein, J. 1973. Black holes and entropy. *Phys. Rev.* **D7**, 2333–**46.**

Carter, B. 1971. Axisymmetric black hole has only two degrees of freedom. *Phys. Rev. Lett.* **26**, 331–333.

Diósi, L. 1989. Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations. *Phys. Rev.* **A40**, 1165–74.

Fletcher, J., and Woodhouse, N. M. J. 1990. Twistor characterization of stationary axisymmetric solutions of Einstein's equations. In *Twistors in Mathematics and Physics,* ed. T. N. Bailey and R. J. Baston. LMS Lecture Notes Series 156. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Gell-Mann, M., and Hartle, J. B. 1990. In *Complexity, Entropy, and the Physics of Information.* SFI Studies in the Science of Complexity, vol. 8, ed. W. Zurek. Addison-Wesley, Reading, Mass.

Geroch, R. 1970. Domain of dependence. *J. Math. Phys.* **11**, 437–449.

Geroch, R., Kronheimer, E. H., and Penrose, R. 1972. Ideal points in space-time. *Proc. Roy. Soc. London* **A347**, 545–567.

Ghirardi, G. C., Grassi, R., and Rimini, A. 1990. Continuous-spontaneous-reduction model involving gravity. *Phys. Rev.* **A42**, 1057–64.

Gibbons, G. W. 1972. The time-symmetric initial value problem for black holes. *Comm. Math. Phys.* **27**, 87–102.

Griffiths, R. 1984. Consistent histories and the interpretation of quantum mechanics. *J. Stat. Phys.* **36**, 219–272.

Hartle, J. B., and Hawking, S. W. 1983. Wave function of the Universe. *Phys. Rev.* **D28**, 2960–2975.

Hawking, S. W. 1965. Occurrence of singularities in open universes. *Phys. Rev. Lett.* **15**, 689–690.

Hawking, S. W. 1972. Black holes in general relativity. *Comm. Math. Phys.* **25**, 152–166.

Hawking, S. W. 1975. Particle creation by black holes. *Comm. Math. Phys.* **43**, 199–220.

Hawking, S. W., and Penrose, R. 1970. The singularities of gravitational collapse and cosmology. *Proc. Roy. Soc. London,* **A314**, 529–48.

Hodges, A. P. 1982. Twistor diagrams. *Physica,* **114A**, 157–75.

Hodges, A. P. 1985. A twistor approach to the regularization of divergences. *Proc. Roy. Soc. London,* **A397**, 341–74. Also, Mass eigenstates in twistor theory, ibid., 375–96.

Hodges, A. P. 1990. Twistor diagrams and Feynman diagrams. In *Twistors in Mathematics and Physics,* ed. T. N. Bailey and R. J. Baston. LMS Lecture Notes Series 156. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Hodges, A. P., Penrose, R., and Singer, M. A. 1989. A twistor conformal field theory for four space-time dimensions. *Phys. Lett.* **B216**, 48–52.

Huggett, S. A., and Tod, K. P. 1985. *An Introduction to Twistor Theory.* London Math. Soc. student texts. LMS publication, Cambridge University Press, New York.

Hughston, L. P., Jozsa, R., and Wootters, W. K. 1993. A complete classification of quantum ensembles having a given density matrix. *Phys. Lett.* **A183**, 14–18.

Israel, W. 1967. Event horizons in static vacuum space-times. *Phys. Rev.* **164**, 1776–1779.

Majorana, E. 1932. Atomi orientati in campo magnetico variabile. *Nuovo Cimento,* **9**, 43–50.

Mason, L. J., and Woodhouse, N. M. J. 1996. *Integrable Systems and Twistor Theory* (tentative). Oxford University Press, Oxford (forthcoming).

Newman, R. P. A. C. 1993. On the structure of conformal singularities in classical general relativity. *Proc. Roy. Soc. London* **A443**, 473–92; II, Evolution equations and a conjecture of K. P. Tod, ibid., 493–515.

Omnès, R. 1992. Consistent interpretations of quantum mechanics. *Rev. Mod. Phys.* **64**, 339–82.

Oppenheimer, J. R., and Snyder, H. 1939. On continued gravitational contraction. *Phys. Rev.* **56**, 455–59.

Pais, A. 1994. *Einstein Lived Here.* Oxford University Press, Oxford.

Penrose, R. 1965. Gravitational collapse and space-time singularities. *Phys. Rev. Lett.* **14**, 57–59.

Penrose, R. 1973. Naked singularities. *Ann. N.Y. Acad. Set.* **224**, 125–134.

Penrose, R. 1976. Non-Linear gravitons and curved twistor theory. *Gen. Rev. Grav.* **7**, 31–52.

Penrose, R. 1978. Singularities of space-time. In *Theoretical Principles in Astrophysics and Relativity,* ed. N. R. Liebowitz, W. H. Reid, and P. O. Vandervoort. University of Chicago Press, Chicago.

Penrose, R. 1979. Singularities and time-asymmetry. In *General Relativity: An Einstein Centenary,* ed. S. W. Hawking and W. Israel. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Penrose, R. 1982. Quasi-local mass and angular momentum in general relativity. *Proc. Roy. Soc. London,* **A381**, 53–63.

Penrose, R. 1986. On the origins of twistor theory. In *Gravitation and Geometry,* (I. Robinson Festschrift volume), ed. W. Rindler and A. Trautman. Bibliopolis, Naples.

Penrose, R. 1992. Twistors as spin 3/2 charges. In *Gravitation and Modem Cosmology* (P. G. Bergmann's 75th Birthday volume), ed. A. Zichichi, N. de Sabbata, and N. Sánchez. Plenum Press, New York.

Penrose, R. 1993. Gravity and quantum mechanics. In *General Relativity and Gravitation 1992.* Proceedings of the Thirteenth International Conference on General Relativity and Gravitation held at Cordoba, Argentina, 28 June–4 July 1992. Part 1, Plenary Lectures, ed. R. J. Gleiser, C. N. Kozameh, and O. M. Moreschi. Institute of Physics Publication, Bristol and Philadelphia.

Penrose, R. 1994. *Shadows of the Mind: An Approach to the Missing Science of Consciousness.* Oxford University Press, Oxford.

Penrose, R., and Rindler, W. 1984. *Spinors and Space-Time,* vol. 1: *Two-Spinor Calculus and Relativistic Fields.* Cambridge University Press, Cambridge.

Penrose, R., and Rindler, W. 1986. *Spinors and Space-Time,* vol. 2: *Spinor and Twistor Methods in Space-Time Geometry.* Cambridge University Press, Cambridge.

Rindler, W. 1977. *Essential Relativity.* Springer-Verlag, New York.

Robinson, D. C. 1975. Uniqueness of the Kerr black hole. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 905-906.

Seifert, H.-J. 1971. The causal boundary of space-times, *J. Gen. Rel. and Grav.* **1**, 247–259.

Tod, K. P. 1990. Penrose's quasi-local mass. In *Twistors in Mathematics and Physics,* ed. T. N. Bailey and R. J. Baston. LMS Lecture Notes Series 156. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Ward, R. S. 1977. On self-dual gauge fields. *Phys. Lett.* **61A**, 81-82.

Ward, R. S. 1983. Stationary and axi-symmetric spacetimes. *Gen. Rel. Grav.* **15**, 105–9.

Woodhouse, N. M. J., and Mason, L. J. 1988. The Geroch group and non-Hausdorff twistor spaces. *Nonlinearity,* **1**, 73–114.

هنداوي