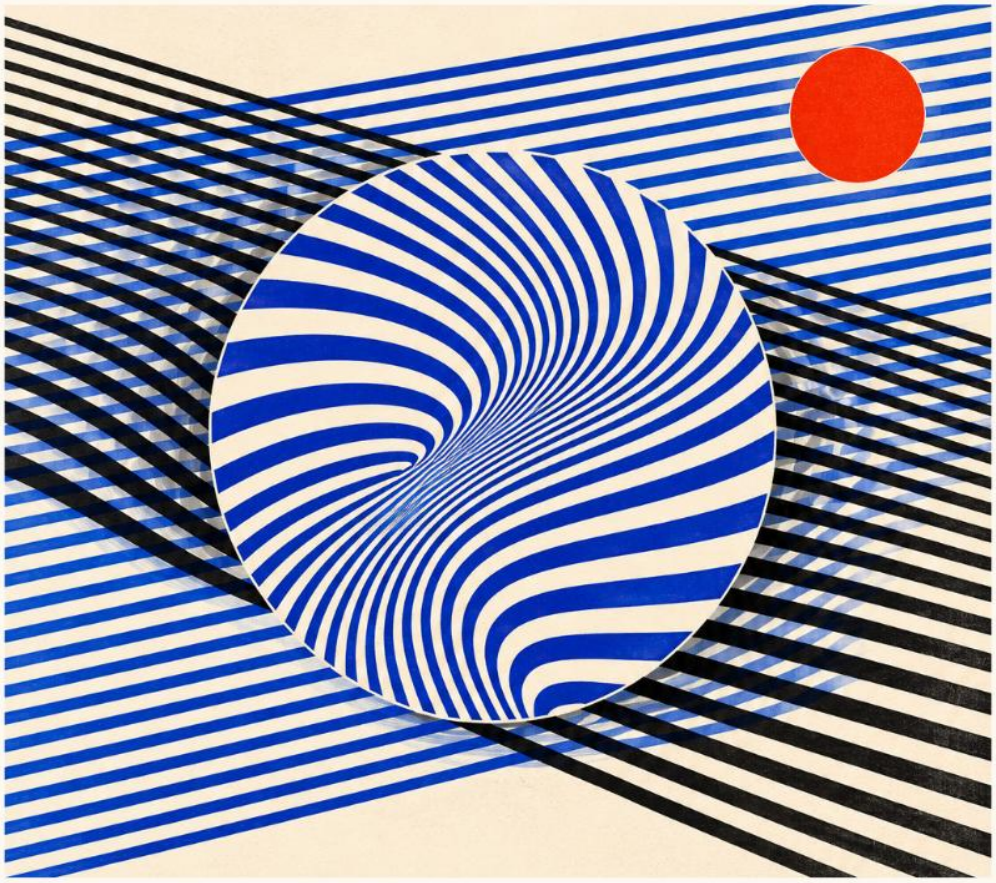
重ね合わせの限界



Eudgene Brenev
Mira Veyran

2026

重ね合わせの限界

重ね合わせからテスト可能な仮説へ

Eudgene Brenev

Mira Veyran

2026

序文

本書で扱うこと

量子理論によって、確率を高い精度で計算し、物事がそれぞれ独立して存在するという日常的なイメージでは捉えにくい状態を制御できます。しかし、実用上の成功によって、状態の本性、測定、量子論的記述と重力の関係についての問いが消えるわけではありません。異なる実験的予測を提案できるところで、これらの問いはいっそう興味深いものになります。

本書の中心課題は、開放量子系の標準的なダイナミクスと、それに加わる物理的機構との間に、検証可能な境界を探すことです。繰り返し取り上げるのは、空間的な干渉の消失という例です。この効果は、計算できるほど具体的であると同時に、主要な難しさを示せるほど複雑です。環境が目的の信号を模倣することがあり、パラメータが識別不能な場合があり、理想化された実験では軌道の重要な部分が考慮されていないこともあります。

本書は、必要な概念から始まり、徐々に現代研究へと移行していく。次に、収縮モデル、ノイズ、重力の絡み合い、および物理的な時計を検討する。最後の部分は、測定プロトコルの動作仮説と概念を設定します。各分野では, 適用性, 観測量, および, 提案する説明を放棄すべき条件の領域が不可欠である。

デコヒーレンスレートの三つの測定値を組み合わせた最初の数学的構成は、いくつかの章を通して実行されます。最初は、バックグラウンドを削除する便利な方法のようです。正反対の例が現れる:通常のランダムキックは同じ法則を生成する。さらなる開発は、追加の情報が実際にメカニズムを区別するのに役立つことに集中します。したがって、一般的な方法論は特定の物理的問題から生じる。

本書は、物理原理の説明と実施されたテストを組み合わせたものである。公開データを用いたナトリウム実験は、その装置の仕様、環境計算、および公開された分析の再現を通して検討される。別の人工モデルにより、偽陽性率、統計的力、間隔カバレッジを測定できる。重力領域では、理想的な位相が測定証人と有限事象数に発展する。データの出所はあらゆるケースで識別される: 我々のシミュレーションは実験室の観察として提示されず、他の人の結果の再現はその帰属を保持する。

その本の主な結果は方法論的である。観測可能な効果は、動的説明、キャリブレーション、決定規則のクラスと接続されるべきである。定量的試験はいくつかのクラスで構築されるが、システムへのアクセスが限定されているため、正確な識別不能性が証明されるものもある。これらの

結果は、新しい物理法則の科学的優先度を確立しない。彼らは、そのような主張をテストできる再現可能な基盤を提供します。

本書の読み方

最初の六章は入門である。彼らは、毎日量子形式主義を使用しない確率、エネルギー、および波の基本的な学校レベルの概念に精通した読者に適しています。新しい数学的物体は、その準備と測定における役割を通して導入される。主な議論に従うために長い技術的派生は必須ではありません。

第二部は、重ね合わせの物理的限界に関するものである。概念は具体化する:質量、枝分離、相関長、保持時間、環境パラメータが議論に入る。すでに密度行列に慣れている読者は、第七章から始めて必要に応じて導入定義に戻ると便利です。

第三部では重力と時間を考える。選択した実験室プロトコルが重力の量子的性質を実験的に確立したとは仮定しない。主な課題は、力の測定、位相の観察、絡み合いの検出、仲介者の構造の調査といった推論のレベルを区別することである。

最後の部は、自分で計算へ進みたい読者を対象とする。共通の時空モデルを物理的に定め、収縮仮説とのつながりの限界を検討し、独立した校正、尺度の探索、検証用に残したデータを用いる統計的な実験を行う。時間雑音については、有限のパルスの作用も計算する。各章では、与えた信号の復元に成功する例と、背景の記述が不十分なために、誤って物理的な原因に帰属させる例の両方を示す。

式には、表記法と章ベースのナンバリングの説明が付属しています。最初にメインテキストの測定問題に従ってから、計算を確認します。番号付き参照は、書誌を指し示す。開口部章は二つの状態と二つの基底を持つ完全な例を含み、技術的な付録は可能性、投影、時間的ノイズの公式を導出する。用語集と実行指示では、隠されたステップを再構築せずに定義を再考し、数字を再現することができます。

青色とオレンジ色のアクセントが要素を区別するのに役立ちます。色の意味は各図に示されています。教育と設計図は、公開された実験の装置とは区別される。説明イラストのオブジェクトはスケールするために描画されません。定量的な関係は次元ラベル、公式、グラフによって指定されます。

目次

第一部 量子記述の基礎

第 1 章 量子論は何を主張するか 7

第 2 章 量子動力学の状態と確率 13

第 3 章 測定と環境 23

第 4 章 もつれと説明への制約 30

第 5 章 仮説が理論を変えるとき 36

第 6 章 測定が証拠になる過程 42

第II部 重ね合わせの限界を探る

第 7 章 重ね合わせの限界をどう探すか 49

第 8 章 客観的収縮のモデル 59

第 9 章 物理モデルとしての環境 68

第 10 章 三つの測定とその意味の限界 80

第 11 章 加熱と相関が加えるもの 90

第 12 章 元の計数から検証した結果へ 100

第三部 重力と物理的な時計

第 13 章 重力を量子論の世界像に含める難しさ 110

第 14 章 二つの質量と媒介の検証 120

第 15 章 量子的な時間とは何か 137

第 16 章 重力モデルの比較方法 147

第四部 検証可能な研究計画

第 17 章 普遍的な空間雑音の仮説 159

第 18 章 記憶と制御されたデコヒーレンスの仮説 173

第 19 章 識別可能性の限界と最小の観測集合 185

第 20 章 測定装置とデータの全経路 196

第 21 章 計算計画の結果と結論の限界 205

何を確定し、結論の限界はどこにあるか 216

付録 A 記号と物理単位 218
付録 B 短い用語集 220
付録 C 計算の再現 222
付録 D 技術的な導出 224
参考文献 228
図版一覧 237

第一部 量子記述の基礎

第 1 章 量子論は何を主張するか

量子論は、システムの準備方法と測定結果の確率を関連付ける。その異常性は、一つの物体がいくつかの方法で検出器に来ることができる場合でも明らかにされる。その後の仮説を理解するためには、まずこの実験の特徴が実際に説明を必要とすることを示す必要がある。

一つの対象と多数の反復

粒子を一つずつ放出する仕組みを想像してみましょうソースと画面の間には二つのパスがあります。各登録オブジェクトは、一つの点、フラッシュまたは電気インパルスという局所的なトレースを残します。多くの繰り返しの後、ヒットの分布が現れます。特定の条件下では、高確率と低確率の交互領域を含む。これらのバンドは干渉パターンを構成します。

個々の点と点の分布は、異なる質問に答える。第一に、検出器との特定の相互作用が終了した場所を示す。第二は、同一に準備された実験の統計を特徴付ける。したがって、「粒子は波のように振る舞う」というフレーズは明確化を必要とする:登録は局所的であるが、波の構造は確率を計算する規則に現れる。通常、一回のヒットからこの全体の構造を復元することは不可能です。

複雑な物体に対してこの振る舞いをテストするための歴史的なステップの一つは1999で行われました:分子C60に対する干渉が観察されました。多くの原子からなる分子の質量の中心について話すことは重要であり、その中の個々の電子についてではありません。この結果は、対応する実験[1]を実装することができるシステムのクラスを拡大した。第七章では、より大規模な物体を用いたその後の実験について論じる。

二パス思考実験は、その単純さから正確に有用である。準備、インストール、登録を個別に話し合うことができます。これらの段階が混乱すると、震源の変化を運動法則の変化と間違えたり、検出器の特徴を自然の基本的な限界と間違えることが容易になる。実際の作業では、各ステージは独自のモデルと独自のチェックを取得します。

振幅と確率

二つの選択肢について、標準量子力学はまず振幅を追加します。複素数なので、正の確率で識別することはできません。加えて、係数の二乗を計算する。このステップでは、二つのコントリビューションの相対フェーズに依存する用語が現れる。

画面上の特定の時点での到着の振幅をaとbに等しくなります。両方の選択肢がコヒーレントに参加する場合、確率はそれらの和のモジュラーの二乗に比例する。道の独立した古典的な選択により、確率は増加する。これらの手順の違いは、相対位相を変化させ、フリンジの動きを観察することで検証することができる。

フェーズは、オブジェクトが選択したパスに従うように「心を変えた」という追加確率ではありません。複雑な振幅の相対位置を指定します。便利な幾何学的アナロジーは平面上の二つの向き付けられたセグメントであり、加算の結果はその長さとそれらの間の角度の両方に依存する。アナロジーは計算を説明しますが、それ自体は波動関数がどの物理物質からできているかを教えてくれません。

寄与度が等しければ、相対位相はある点における確率を増大させ、別の点でそれを抑制できる。確率は決して負ではなく、二乗モジュラーは常に非負である。ある領域における確率の消失は、完全な正規化を維持しながら許容される結果間の再分布を意味する。損失がある場合は、「粒子が登録されていない」結果も完全な結果セットに含める必要があります。

$$|a+b|^2 = |a|^2 + |b|^2 + 2\mathrm{Re}(a^* b)$$

(1.1)最後の用語は干渉です。アスタリスクは複素共役を表し、Reは実際の部分を強調する。

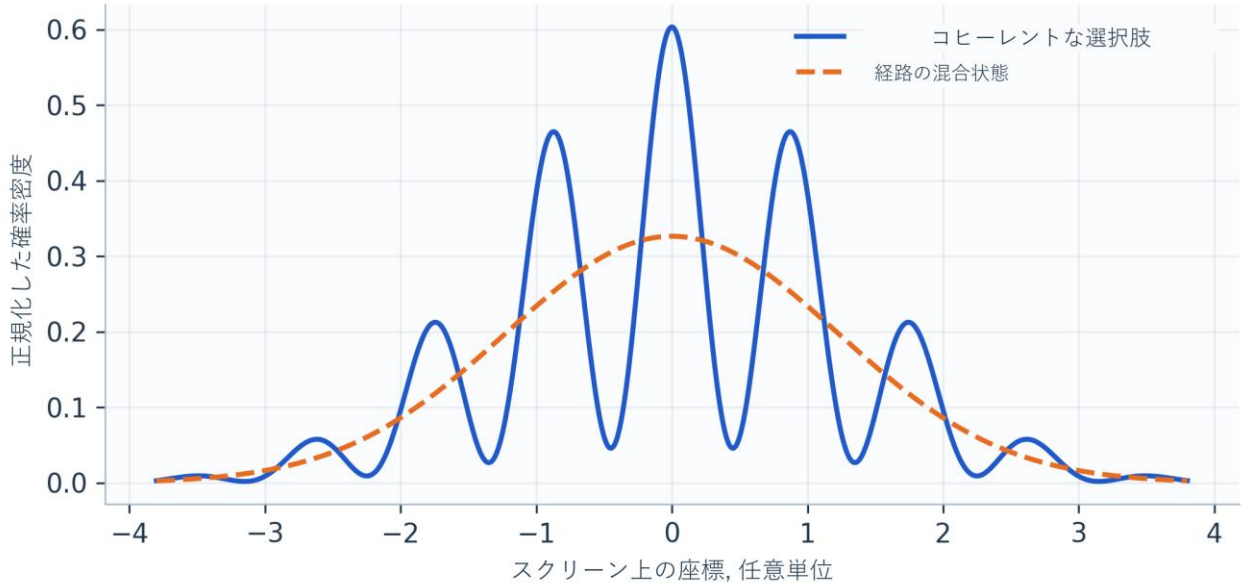


図1。振幅の追加は干渉フリンジを作成します。正規化されたモデル分布が示され、全体のエンベロープは同じである。

重ね合わせと知識の不足

実験の半分で左側のパスが開いて、残りの半分では右側パスが開いているようにオブジェクトを準備することができます。どのオプションが選択されたか忘れた場合、統計的な混合物になります。別の手順では、両方のパスはコヒーレントであり、相対位相が制御される。パスの前に位置のみを測定する場合、両方の準備は同じ統計を生成することができます。混合後、差分は観察可能となります。

したがって、結果と量子重ね合わせの無知は交換可能な概念ではない。システムは実験者にはあまり知られていないが、状態の混合状態によって記述される。また、選択された測定の単一の結果が事前に予測できない既知の純粋な状態でも準備できる。これらのケースを区別するには、利用可能な測定値を指定する必要があります。

逆の繊細さもあります。ある物体の混合状態のように見えるものは、より大きな系の純粋な絡み合った状態から生じる可能性がある。オブジェクトだけが利用可能であれば、いくつかの相関関係は利用できなくなる。その局所的な記述は、結合状態に関するすべての情報を含んでいるわけではない。第三章では、この遷移は明示的な計算によって示される。

「物体は二つの場所にある」という表現を用いると、空間的に分離したコヒーレント成分を用いた準備を簡潔に表します。それは実験の説明を二つの古典的なコピーの写真に置き換えるべきではなく、それぞれが元の身体のすべての特性を持っています。どの量が決定され、どの相関が存在するかは特定の状態によって決定される。

一回の試行と予想される分布

二パスの例では、数字に直接移動することができます。ソースは等振幅を準備し、パスが収束する前に、フェーズ ϕ が正しい分岐に確立される。結合ビームは、プラスとマイナスの記号によって示される二つの出力に来ます。理想的な設定は、ゼロフェーズで振幅がプラス出力で増幅され、マイナス出力で互いにキャンセルされるように設計されています。フェーズ π では、出力は役割を変えます。

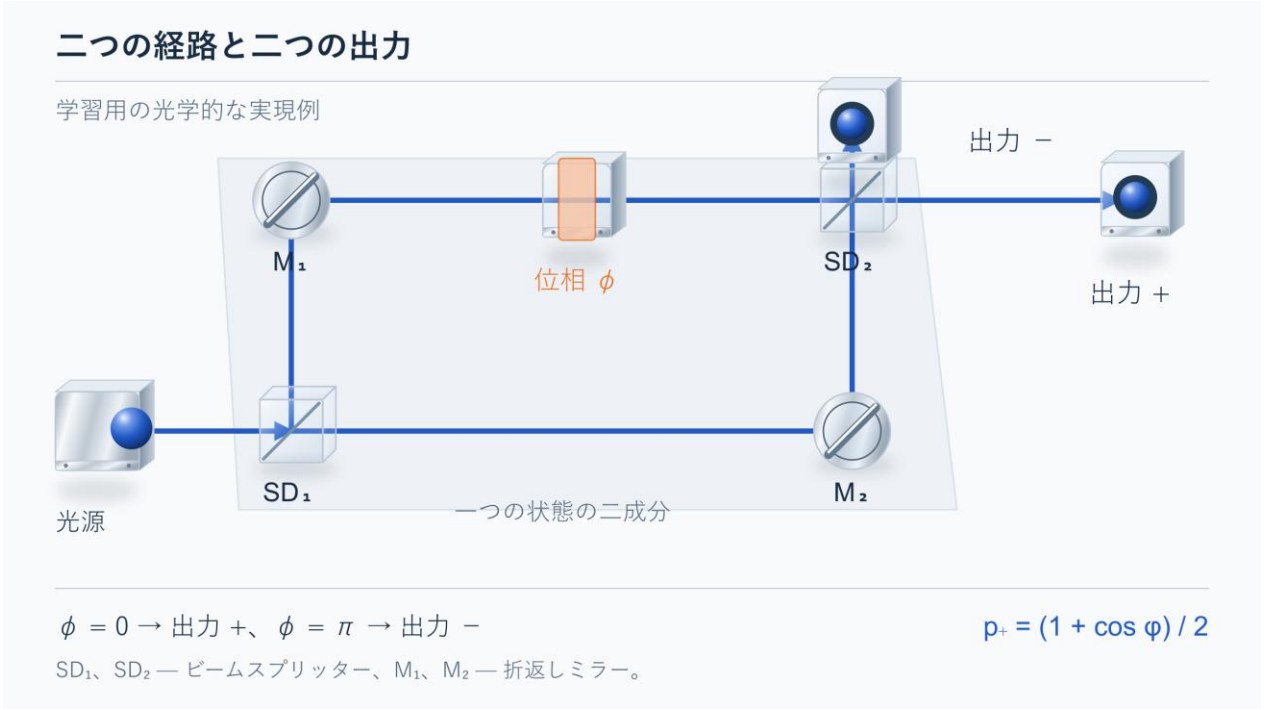


図2。トレーニング二パス干渉計:二つのビームスプリッタ、二つの回転ミラー、位相素子と二つの検出器。選択したコンベンションでは、理想的な設定は$p_+(\phi) = (1 + \cos\phi)/2$: $\phi = 0$でプラス出力がトリガーされると、$\phi = \pi$でマイナス出力がトリガーされる。青い線は、単一のオブジェクトの状態コンポーネントを表します。MUSCLEナトリウム装置ではなく、トレーニング用光回路です。

$\phi = \pi/2$の場合、両方の結果が等しくなります。同一の千回の実行では、アウトプットごとに約五百回の登録が期待されます。これは数学的期待であり、各級数に厳密に等しい整数の約束ではない。ランが独立している場合、一つの出力の登録数の標準偏差は$Np(1-p)$のルートに等しい。$N = 1000$と$p = 1/2$では、約15,8です。したがって、例えば、二つのカウンター間の適度な差はそれ自体が干渉計の故障を意味するものではない。

今度は、準備の段階で、経路を無作為に選ぶ。試行の半分で対象を左の分岐へ、残り半分で右へ送る。両者にコヒーレントなつながりはない。理想的に合流させた後、どの位相でも、両出力の確率は $1/2$ となる。したがって、二つの準備の違いは、検出器の一点にも、五百事象の一組だけにも現れない。制御された設定に分布がどう依存するかに現れる。

このシーンは、徐々に詳細な説明と本で繰り返されます。第二章では、確率は行列から得られる。三番目に、パスの物理的なレコードがマーカーに表示されます。六番目は、登録損失と終了ラベルエラーを追加します。これのおかげで、抽象的な「コヒーレンスの損失」は、どのイベントが変化し、どのような追加次元が理由を理解することを可能にするかに関連付けられるたびにです。

イデアル公式のゼロ確率は正確な意味を持ち、対応する振幅は与えられたモデルでゼロに設定される。実験室の記録には、背景イベント、わずかな位相誤差、不完全な混合が含まれる可能性がある。したがって、理想的なゼロは計算の制御限界として有用である。実際の効果を評価するためには、通常のプロセスがほぼ暗い出力でカウントを生成することを別々に記述する必要があります。

$$p_+(\varphi) = \frac{1 + \cos\varphi}{2}$$

$$p_-(\varphi) = 1 - p_+(\varphi).$$

(1.2) 等振幅の理想的な干渉計の二つの出力の確率。経路の同等の確率の混合物の場合、両方の確率は相に関係なく1/2に等しい。

何を観測とみなすか

物理プロトコルでは、観察とは、システムの状態とデバイスまたは環境の識別可能な状態を関連付ける相互作用を意味します。検出器は、部屋に人がいない間にイベントを登録することができます。データは後で保存して読むことができます。このような装置の読み取りを計算するために、標準の形式主義は相互作用、準備および読み取りを記述するのに十分である。

これは、意識と実験に関するすべての哲学的問題を解決するものではありません。モデルの構築に関するより狭い事実を確立する:ここで研究されている方程式には、別の「人物像」変数は導入されない。意識への物理的依存が提案された場合、それはそれ自身の観察可能な結果を持つ独立した仮説として定式化されなければならない。単に「オブザーバー」という単語を使うだけでは不十分です。

特に、経路情報の取得とその後の使用を区別することが重要である。情報が物理的に別のエンティティに記録され、そのエンティティが制御されていない場合、選択したサブシステムからの干渉は、誰がレコードを読んでも減少する可能性がある。利用可能な経路情報と干渉可視度の間の定量的関係は、特にEnglertの研究[2]で検討されている。

「オブザーバー」、「センサー」、「読み取りシステム」という単語は、次のとおりです。このような言語は、実験と世界観の間の隠れた遷移なしにクレームをテストできる。また、一般的な説明が測定値よりも多くのことを約束すると気づくのに役立ちます。

問いの尺度

特定の範囲の質量、エネルギーおよび時間に対する量子計算の成功は、すべての可能な条件でその適用性を証明するものではない。どんな実験でも感度の範囲がある。同時に、任意に大きな物体による直接実験の欠如は、理論の違反の証拠ではない。これらのステートメントの間には、測定範囲を広げる作業があります。

この本は、空間コヒーレンス、オープン量子システム、および動的にテスト可能な変化に焦点を当てている。量子場理論、粒子物理学、および量子コンピュータの設計は、特定の質問を投げかけるのに役立つ。量子物理学のすべての枝の完全な表現は、異なる構造と異なる体積を必要とする。

主な関心事は、一般的な疑問から予測の比較への移行である。「量子力学は完全である」という問題は、二つのモデル、設定パラメーター、それらが区別できるデータを指定すると実験的になる。この明確化は問題の根本的な性質を減少させるものではない。それは、答えがもはや世界の望ましい絵にのみ依存しないように、どのような仕事が必要なのかを示しています。

次の章では、この会話は数学的な言語をとる。本書のメインラインでは、状態ベクトル、密度行列、確率を計算する規則、運動方程式など、いくつかのオブジェクトで十分である。それぞれが解決する問題を通じて紹介される。

第 2 章 量子動力学の状態と確率

量子論の数学は、準備と測定を比較するために必要である。シンボルは、実行または少なくとも正確に定義できる操作を通じて意味を獲得します。この章では、最小限の表記法を導入し、理論の変更が保存しなければならない要件を示します。

状態ベクトル

システムが二つの識別可能な基底状態を持つ場合、それらを零と一と表現するのが便利である。干渉計の場合、これらは左右の枝にすることができます。別のデバイスの場合は意味が異なります。ベクトルとしての表記法は、任意の純粋状態が選択された基底状態の線形結合によって表されることを意味する。

係数は振幅を決定する。それらの二乗モジュライは対応する結果の確率を与えられた基底で与え、正規化は確率の和が一に等しいことを表す。ベクトル全体を同じ位相係数で乗算しても、観測された確率は変わらない。一方、部品間の相対位相は測定方法の変更後に現れることがあります。

Basisは、選択された識別可能な代替手段に関連する記録方法である。置き換えても、実験室に新しいオブジェクトは作成されません。しかし、固定メートルに対して状態を回転させる物理演算は統計値を変える。座標の数学的変化とシステムに対する真の影響を区別することは有用である:これらのアクションを混合すると、しばしば誤ったパラドックスが生じる。

二つの状態であっても、ゼロと一の確率からのみ完全な予測を得ることはできない。同じ確率の二つの製剤は相対相で異なる可能性がある。違いを検出するためには、異なる基礎での計測が必要である。この機能は状態リカバリとコヒーレンステストの基礎を形成する。

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

(2.1)係数 α と β は複雑な振幅である。選択された基底における 0 と 1 の確率は、それらの絶対値の二乗に等しい。

密度行列

すべての準備が一つのベクトルによって記述されるわけではない。ソースはランダムに異なる純粋な状態を選択することができるが、研究者はより大きなシステムの一部のみにアクセスすることができる。どちらの場合も密度行列を使うのが便利です。局所確率を計算するために必要な情報を組み合わせる。

既知の純粋状態に対して、行列はベクトルとその共役ベクトルの外積から得られる。統計的混合状態の場合、そのような行列は準備確率に等しい重みで添加される。選択された基底における対角要素は、基礎となる結果の確率を指定する。対角線外要素は、この基底に対するコヒーレントな接続を特徴付ける。

二つの等人口パスは、特に明確な例を提供する。コヒーレント重ね合わせでは、行列は対角線外要素を含む。経路がランダムに選択され、位相結合がない混合状態では、これらの要素はゼロに等しくなる。対角線は同じであるため、パスを測定することは準備を区別しません。経路の収束とその後の測定はそれらを区別する。

「対角線外」という言葉は常に特定の基礎を指します。数学的に行列を対角化することは可能であるが、そのような表記自体は実験で物理的収縮が起こったことを証明しない。問題は、準備と読書の固定的な説明が与えられた予測を変更することについてであり、ページ上の数字の配置についてではありません。

$$\rho = \sum_j p_j |\psi_j\rangle\langle\psi_j|$$

$$p_j \geq 0$$

$$\sum_j p_j = 1$$

(2.2) 密度行列は準備の混合状態を表すことができる。同じ行列の異なる分解は、局所的に区別可能な状況に対応する必要がない。

$$\rho_+ = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\rho_{\text{mix}} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

(2.3) 第一行列は、同じ振幅を持つコヒーレント状態を記述する。

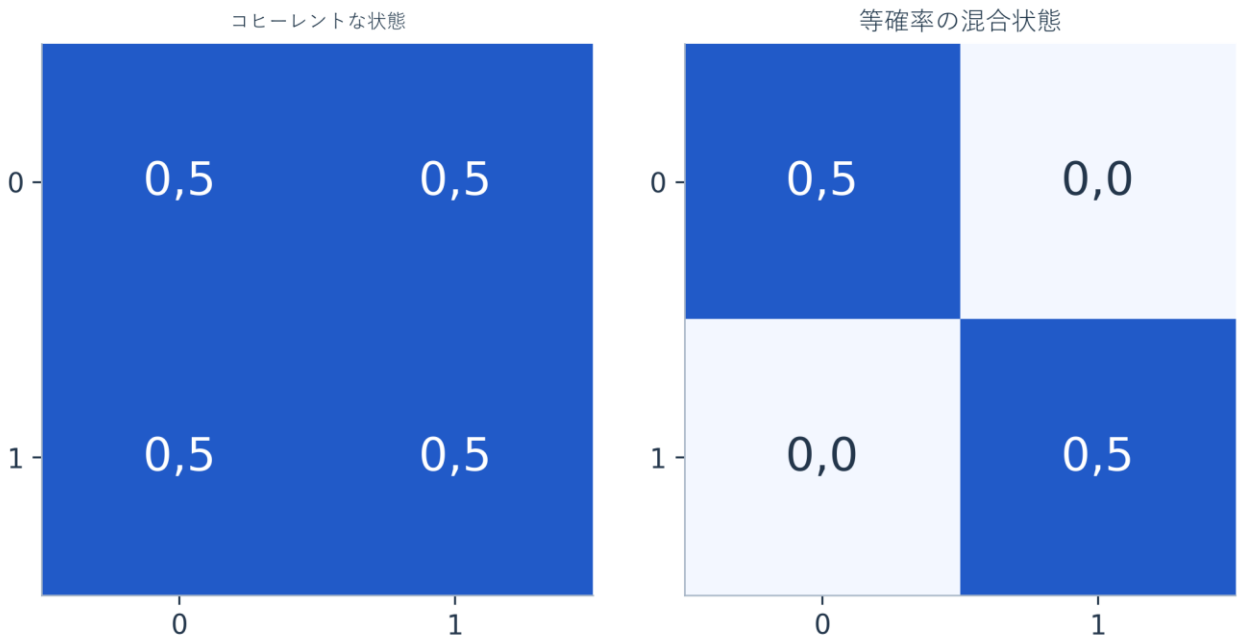


図3。同じ対角線を持つ二つの準備の行列。対角線外元素は異なるため、異なるベースでの計測は準備を区別する可能性がある。

確率の規則

測定は、可能な結果と対応する演算子のセットによって定義される。最も単純な理想の場合、識別可能な状態へのプロジェクターが使用される。実測器では、和がユニティに等しいより一般的な正作用素の集合がより有用である。このような集合は正作用素値測度(POVM)と呼ばれる。デバイスが理想的であると主張することなく、有限解像度といくつかの読み取り機能を考慮に入れることができます。

結果の確率は、その結果の状態と作用素から計算される。この規則は、観測された事象の周波数と抽象行列を関連付ける。また、異なる状態が限られた測定セットによって区別できない理由を示す。選択した演算子が行列間の差に敏感でない場合、同じ実験の追加反復は欠落した情報を復元しない。

密度行列の正規化と正性は直接的な物理的意味を持つ。結果の完全なセットの一つ以外の負の確率や確率の合計は、モデルの問題またはデータ選択の不正確な記述を示す。可能な新しい理論は、それが許容可能な確率を得る方法を明示的に説明しなければならない。美しい動きの方程式は、このチェックからあなたを免除しません。

状態再構成では、有限統計誤差はしばしば小さな負固有値を持つ形式行列を生成する。これは、量子力学の違反ではありません。まず,統計的手順,キャリブレーション,再構成制約を検証する必要がある。観測された統計と数値再構成の結果は、異なるレベルの記述である。

$$p(k) = \mathrm{Tr}(\rho E_k)$$

$$E_k \geq 0$$

$$\sum_k E_k = I$$

(2.4) 演算子E_kは測定結果を記述する。トレースTrは、積の対角要素を合計し、対応する結果の確率を与える。

二つの基底と四つの確率

すでに書かれた二つの行列、ρ_+とρ_{mix}を、一つのデバイスを予測するための二つの指示として考えてみましょう。パス測定は、プロジェクター$P_0 = |0\rangle\langle 0|$と$P_1 = |1\rangle\langle 1|$によって記述される。許容される表記法では、これらは一つの単位を持つ対角行列である。ρを乗算してトレースを行うと、対応する対角要素が分離される。両方の準備は$p(0) = p(1) = 1/2$をもたらします。

別の量を測定するために、経路は制御された相対位相で収束される。ゼロ相では、プラス出力はベクトル$|+\rangle = (|0\rangle+|1\rangle)/\sqrt{2}$に対応し、マイナス出力はベクトル$|-\rangle = (|0\rangle-|1\rangle)/\sqrt{2}$に対応する。プロジェクタ$P_+$は行列$\rho_+$と一致する。$\rho_+$の2乗のトレースは一に等しいので、コヒーレントな準備は確率一で出力に当たります。混合状態の場合、I/2とP_+の積のトレースは1/二に等しい。行列の同じ二つの行がここで使用されます。違いを起こすために新しい物理変数は必要ありません。

一つの乗算を手動で実行すると便利です。積 $\rho_{\mathrm{mix}}\,P_+$ は、すべての元が 1/4 に等しい行列と等しい。その対角要素の和は 1/2 である。逆に、$\rho_+^2 = \rho_+$と対角線の和は一に等しい。したがって、トレースを持つ規則は、定性的な単語「コヒーレンス」を二つの分布間の検証可能な差に変換する。結果に対して、マイナス確率はそれぞれ一: 零と1/2に補完される。

相と漸進的崩壊を紹介しましょう等式占有確率に対して、$0 \leq v \leq 1$ の相対コヒーレンス係数を v で表します。右辺の振幅 $\exp(i\phi)/\sqrt{2}$ を持つベクトルは、上部のオフ対角要素 $\exp(-i\phi)/2$ を与え、選択した位相緩和チャネルの後、$v\,\exp(-i\phi)/2$ となる。行列の固有値は $(1 \pm v)/2$ と等しい。したがって、指定された範囲のvは両方とも有効な状態を提供し、可視度を制限する。

経路を測定すると、依然として二つの確率 1/2 が得られる。再結合後の測定では、p(+) = [1+ v cosϕ]/2 となる。たとえば、v = 0,6、$\phi = 0$ のとき、プラス側の出力確率は 0,8 である。$\phi = \pi/2$ では 0,5、$\phi = \pi$ では 0,2 になる。これは、同じ一つの状態について、三つの設定で計算した三つの値である。何らかの機構の実験的な評価を示す値ではない。

この比較は、メソッドの限界も示します。測定された値はモデル内でvとϕを決定できるが、vがどのように減少するかはわからない。準備中の混合、制御されていない段階と環境との相互作用は一つの局所行列につながる可能性がある。原因を見つけるには、次の章で議論されている準備条件、時間の依存関係と独立した観察が必要です。

$$P_+ = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$P_- = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}.$$

(2.5)これらは、プラスとマイナスの二つの測定プロジェクターです。その和は I に等しく、積は零に等しくなります。

$$\rho(v,\varphi) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & ve^{-i\varphi} \\ ve^{i\varphi} & 1 \end{pmatrix}$$

$$p_+ = \frac{1 + v\cos\varphi}{2}.$$

(2.6)パラメータvは、この二段階の例に対する相対コヒーレンスモジュラを記述する。それはその減少の物理的な理由を指定していません。

準備	**p(0)**	**p(1)**	**p(+)**	**p(−)**
コヒーレントステート |+⟩	1/2	1/2	1	0
等価混合物	1/2	1/2	1/2	1/2
v = 0,6 と $\phi = 0$	1/2	1/2	0,8	0,2

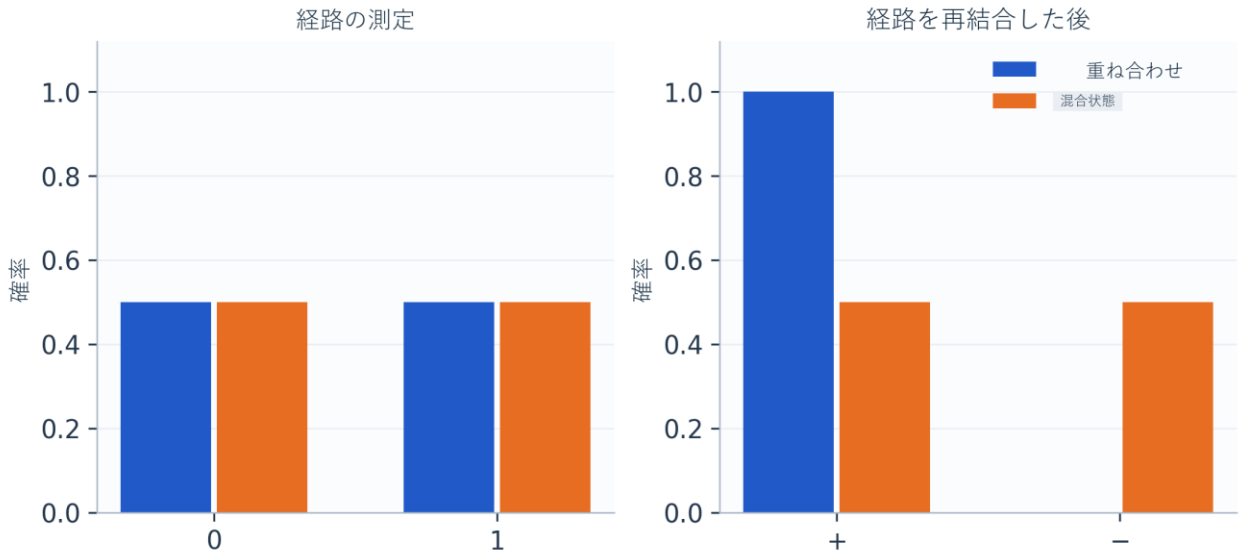


図4。二つのベースは、異なる方法で二つの準備を区別する。経路ベースでは、確率は同じであり、混合後、コヒーレントな調製と混合状態は異なる収率を与える。すべての値は、書かれた行列から計算されます。

結果を得た後に何が起こるか

最初の測定の確率は、第二のデバイスが遭遇する状態をまだ決定しません。完全な説明は、記録された各結果をシステム変換にリンクする必要があります。量子論において、これは測定器を定義する:結果kに対して、完全に正の写像I_kが使われ、写像の和はトレースを保存する。結果の確率は、非正規化出力状態のトレースに等しい。結果を選択した後の正規化状態は、この確率で割って得られる。このような装置は、逐次および条件選択測定において特に重要である。[56]

有限次元の場合、この写像はクラウス作用素 $M_k\alpha$ によって表される。追加インデックス α は、同じ結果 k の物理的に区別できない変種を考慮に入れます。 α 上の$M_k\alpha\dagger M_k\alpha$の合計は、確率規則に含まれている効果作用素$E_k$を与える。したがって、インストゥルメントはPOVMを検出するが、POVMだけでは通常、インストゥルメントを回復するには不十分である。この違いは、すでに二つの状態の実験でわかります。

デバイスはパスを区別するのがまずい。その二つの作用素 K_+ と K_- は対角線であり、パラメータ μ は零と一の間に識別の強さを設定する。$\mu = 0$の場合、両方の演算子はユニティに比例します。レコードはパスについて何も報告しませんし、状態も変化しません。$\mu = 1$では、プロジェクターをパスにします。中間ケースは、コヒーレンスの一部を維持しながら情報の一部を得られるようにする。

入力$|+\rangle$と$\mu = 0{,}6$の場合、デバイスの各信号は確率1/2で表示されます。結果プラスの後、正規化行列は対角0,8と0,2を持ち、両方の非対角要素は0,4である。それは純粋なままです: 決定要素

はゼロです。結果は、完全な経路測定が発生したことを意味するものではなく、相対振幅を変えて一つの経路をより可能性の高いものにした。

二つのデバイスを比較してみましょう。プラス記号を受け取った最初の後、指定された状態にシステムを残します。二つ目はまったく同じエントリを取得し、パスを演算子Xとスワップします。この結果の作用素は XK_+ である。$X\dagger X = I$以来、二つのデバイスの最初の兆候の確率は、任意の入力に対して同じです。しかし、次の経路の測定では、ゼロの確率は最初の0,8と二番目の0,2である。E_kエフェクトの同じセットでは、この違いは説明されません。

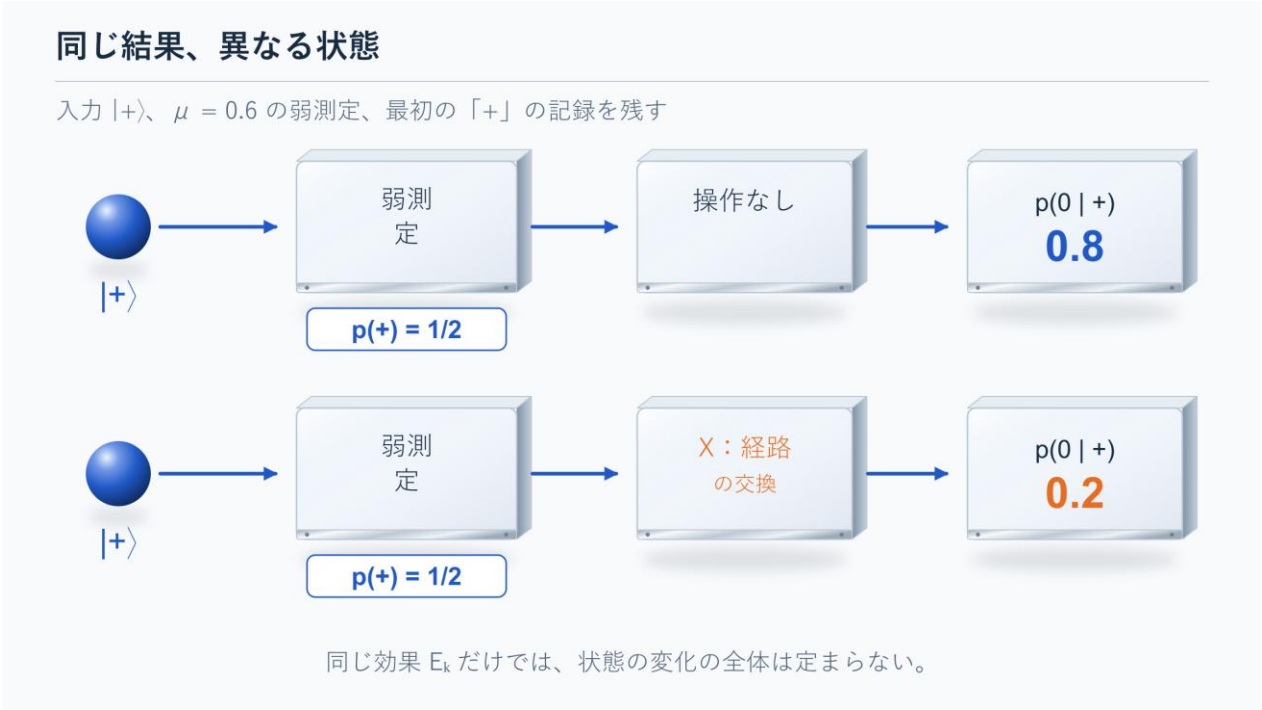


図5。二つの測定器は同じE_k効果を持っていますが、記録後の動作で異なります。入力$|+\rangle$と$\mu = 0,6$の場合、最初のエントリプラスの確率は1/2に等しい。その選択の後、パス0の次の結果は、追加アクションなしで0,8と、パスXを物理的に並べ替えた後の0,2の確率を持つ。最初の統計の偶然は、測定後の状態を決定しません。

弱いデバイスのレコードが失われると、両方の非正規化出力状態が一緒に追加される。$\mu = 0,6$では、対角線は1/2に戻り、コヒーレンスには$\sqrt{(1-\mu^2)} = 0,8$が乗算される。経路が収束した後、プラスの確率は $0,9$ に等しい。既知の記録と除去後の無条件予測による条件予測は、異なる実験的な質問に答える。この区別は、媒体、連続測定、および想定される客観的収縮について論じるときに必要となる。

$$\mathcal{J}_k(\rho) = \sum_\alpha M_{k\alpha}\rho M_{k\alpha}^\dagger$$

$$E_k = \sum_\alpha M_{k\alpha}^\dagger M_{k\alpha}.$$

(2.7) 測定インストゥルメントは、結果の確率と、その後の規格化前の状態の両方を定める。すべての効果の和は I となる。

$$p_k = \mathrm{Tr}\,\mathcal{J}_k(\rho)$$

$$\rho_k = \frac{\mathcal{J}_k(\rho)}{p_k}\,(p_k > 0).$$

(2.8) 条件状態は非ゼロ確率結果に対して定義される。レコードが失われた場合、出力は各項の追加正規化なしで合計$\mathrm{I_k}(\rho)$に等しくなる。

$$K_+ = \begin{pmatrix} \sqrt{(1+\mu)/2} & 0 \\ 0 & \sqrt{(1-\mu)/2} \end{pmatrix}$$

$$K_- = \begin{pmatrix} \sqrt{(1-\mu)/2} & 0 \\ 0 & \sqrt{(1+\mu)/2} \end{pmatrix}.$$

(2.9) 二つの弱い経路測定演算子。ここでは、$0 \le \mu \le 1$ の二乗を単位行列にまとめる。

$$\rho_{+\mathrm{record}} = \begin{pmatrix} 0.8 & 0.4 \\ 0.4 & 0.2 \end{pmatrix}$$

$$X\rho_{+\mathrm{record}}X = \begin{pmatrix} 0.2 & 0.4 \\ 0.4 & 0.8 \end{pmatrix}.$$

(2.10) 最初の結果の同じ統計の後、二つの異なる状態。次の測定では、経路の反転が識別可能になる。

閉じた系と開いた系

理想化された閉系に対して、状態の進化はハミルトニアンによって与えられる。位相の変化と振幅の再分布を決定する。ユニタリダイナミクスは正規化を維持し、ハミルトニアンと制御が既知の場合、完全な数学的記述のレベルで逆変換を可能にする。

オープンシステムは、その環境と情報や時にはエネルギーを交換します。通常、その状態は、それに対してのみ作用する一つのユニタリ演算子によって記述できない。これは、量子力学がす

ぐに放棄されることを意味するものではない。結合系を記述することができ、局所確率を計算する際に利用可能な自由度を除外することができる。

あるマルコフ近似において、密度行列の力学はゴリーニ、コサコフスキー、スダルシャン、リンドブラッドの作品によって確立された形式で書かれている。その構造は、適切な条件[8, 9]の下でトレースの完全な正性および保存を保証する。これらの研究はジェネレータのクラスを特徴付ける; 全ての実際の環境がメモリレスであると主張するわけではない。

完全な正当性は、考慮中のシステムが変換の影響を受けない追加のシステムと絡み合っている場合でも、変換の正確性を意味します。分離された入力の集合に対してのみ従来の正当性は十分ではないかもしれない。新しい動的モデルを構築するには、この微妙な点が不可欠です。複合システムでテストする必要があります。

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = H|\psi\rangle$$

(2.11) 閉系のシュレーディンガー方程式。定数 $\hbar$ は、エネルギーを位相変化スケールの速度に変換する。

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \sum_k \left(L_k \rho L_k^\dagger - \frac{1}{2}\{L_k^\dagger L_k, \rho\} \right)$$

(2.12) GKSL形式のマルコフ生成器。角括弧は整流子を表し、円括弧は反整流子を示します。レートパラメータは、演算子L_kに含めることができます。

式だけでは足りない理由

方程式の同じ形式は、異なる顕微鏡的記述から生じる可能性がある。付加的なコヒーレンス還元項は、衝突、ゆらぎ場または予測的基礎機構を表すことができる。したがって、「収縮」という用語は、その起源を確立することを意味するものではありません。

物理解釈では、どの変数を参照するか、どのパラメータが普遍的と見なされるか、条件の制御された変化の下でどのように変化するかを示す必要がある。実験ごとに係数を個別に選択すると、モデルは観察を記述することができるが、その予測力は限られている。普遍的な仮説は、一貫性に対するより強い要求をもたらす。

特定の例は、新しいダイナミクスをテストするための便利な手順を設定します。まず、一つの測定値の正規化確率を計算し、次にシーケンスの結合確率を計算し、その後環境と制御を追加します。近似(点体、白色ノイズ、一定距離)は、対応する計算を単純化するステップで導入される。これらの単純化の限界は、次の部分で表示されます。

測定を二つ以上の量子系の相互作用として記述することが可能となった。この記述では、環境の役割が目に見えるようになり、デコヒーレンスが何を説明しているのか、その即時の結果を超えて何が残っているのかという疑問が生じる。

第 3 章 測定と環境

測定装置は、その状態が研究対象の状態に依存するように変更しなければならない。この単純な仕事は絡み合いにつながる。デバイスが環境と相互作用すると、相関関係の一部は利用できなくなり、局所的な干渉が弱まる。ここでは、人間の視線のメタファーに頼ることなく、全体の移行を追跡することができます。

記録はどのように生まれるか

初期準備状態のデバイスを考えてみましょう。状態零のオブジェクトが一つのレコードに転送し、状態内のオブジェクトが別のレコードに転送するように設計されている。これら二つの入力では、デバイスの動作は完全に古典的であるように見える: 各入力は特定の出力に対応する。

しかし量子力学は線形です入力が二つの状態の重ね合わせである場合、相互作用の後、二つのオブジェクトとデバイスの相関する組み合わせの重ね合わせが得られる。正式な結果は、オブジェクトの状態コンポーネントと対応するレコードの関係を含んでいる。デバイスが大きいため、組み合わせの一つで交換することはできません。

これにより、測定問題の中央張力が生じる。結合相互作用の線形モデルは特定の状態を与え、一方各特定の読み取りでは特定のレコードが記録される。異なる解釈と理論の修正は、これらのレベルの記述を異なる方法で関連付ける。それらについて議論する前に、測定器の環境が何をしているかを理解する必要があります。

二つのレコードは、選択した読み取り手順に対して十分に堅牢で識別可能である必要がある。すべての短期的相互作用が有用な測定結果をもたらすわけではない。デバイスの状態がほぼ一致する場合、オブジェクトに関する情報は小さいです。それらが迅速かつ予測不能に変化すると、レコードは読み込まれるまで持続しない可能性がある。

$$(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)|D_{\text{ready}}\rangle \longrightarrow \alpha|0\rangle|D_0\rangle + \beta|1\rangle|D_1\rangle$$

(3.1) 理想化された測定相互作用は二つの入力状態を二つの計器記録に関連付ける。リニアリティは、ジョイント代替品の重ね合わせを保持する。



図6。オブジェクトはデバイスと相互作用し、記録状態に関する情報はさらなる相互作用を通じて環境に伝播することができる。下の行は、同じ実行の結果を同時に読み取るのではなく、共同で記述する代替手段を示しています。デコヒーレンス自体は、単一の結果の選択の証拠ではありません。概念的な場面:幾何学、スケールおよび環境断片の数は定量的モデルを定義しない。

部分系には何が見えるか

オブジェクトの左右の枝が環境の二つの状態と相関するようにします。結合状態は理想化されたモデルでは純粋であるが、対象の局所密度行列は媒体を除去した後に得られる。その対角線外要素は、二つの環境状態の重なりによって倍される。

どちらの場合も環境がほぼ同じである場合、重なりは一に近づき、位相結合はオブジェクトで利用できます。環境が確実に経路を区別できるなら、重複はほとんどありません。その後、媒体が特別に測定されておらず、誰もその状態を読んでいなくても、物体の干渉は弱まる。

環境のいくつかの独立した断片では、関節の重なりは個々の重なりの産物となる。例えば、百個の条件付きフラグメントのそれぞれが0,99と重なり合っている場合、積は約0,366である。このようなフラグメントは千個あり、約0,000043です。これらの数は数学的な例であり、特定の実験的な設定ではない。弱い相関がどれだけ局所的な干渉を事実上不可能にできるかを示す。

ここでは、断片の独立性が不可欠です。実際の環境は空間的および時間的相関を持つ可能性があるため、単純な積が常に受け入れられるとは限らない。通常のデコヒーレンスと追加のメカニズムを分離しようとすると、そのような詳細が決定的になるのは正確です。

$$|\Psi\rangle = \frac{|L\rangle|E_L\rangle + |R\rangle|E_R\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\rho_{LR} = \frac{1}{2}\langle E_R|E_L\rangle$$

(3.2) 媒体間のA 部分トレースは、局所的なコヒーレンスにおける状態の重なりを残す。これは選択した関節状態に対する直接計算である。

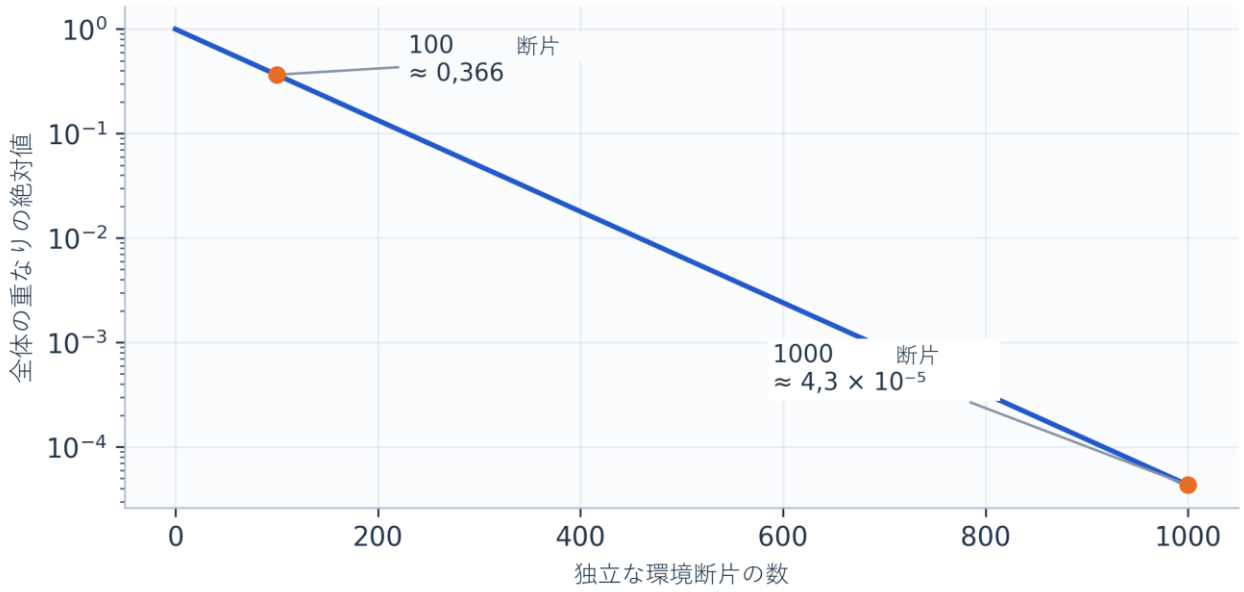


図7。相関蓄積の数学的例。各独立フラグメントに対して 0,99 を重なるとき、総乗数は N の力と 0,99 に等しい。

一部の記録が、ほかより安定する理由

環境は通常、特定の物理量と相互作用する。例えば、散乱放射線は物体の位置に関する情報を運ぶことができる。このような相互作用中に環境と安定に相関する状態は、観察された記録の形成において特別な役割を果たす。

Zurek 1981の研究では、デバイスの安定した基盤と環境との相互作用のハミルトニアン間の接続を明示的に定式化した。環境誘発スーパーセレクションルールのその後の説明は、このアイデア[3, 4]を開発しました。この本では、安定した記録の選択は、環境とのコミュニケーションの物理学に依存し、実験者の任意の好みではなく、特定の結果が重要である。

この結果は、なぜ特定のマクロ記録が日常の測定で通常利用可能であるかを説明するのに役立つ。しかし、ある状態の集合の安定性に関する記述は、別の実験における一つの結果の選択についての記述と同一ではない。相関の動的構造と記録間の観察された干渉の抑制を特徴付ける。

代替モデルを作成する場合、この区別は特に重要になる。方程式の追加項が単にアンサンブル行列の対角線外元を減少させるならば、単一の事象の歴史が完全に記述されているということに従わない。このような結論を得るためには、個々の状態の追加の規則やダイナミクスを指定し、アンサンブル記述との関係を示す必要がある。

可逆性と相関へのアクセス

理想化された閉系において、ユニタリ進化は適切な逆作用素によって反転することができる。しかし、オブジェクトが膨大な数の制御不能な自由度と絡み合っている場合、そのような反転を実装することは別々の物理的問題になる。方程式の可逆性は、実験室がすべての必要な変数にアクセスできることを意味するものではない。

したがって、完全な記述のユニタリティを根本的に違反することなく、実用的な不可逆性が発生する可能性がある。実験で重要なのは、コントロールの喪失の規模です:どのくらいの情報があるか、どのような影響が許されているか、そしてどれくらいの記録が保持されているか。「干渉は消えた」という文は常に利用可能な操作のセットを指します。

我々は、追加の二レベルオブジェクトでパスをマークする単純なモデルを考えることができる。マーカーが左右の枝に異なるレコードを格納すると、マーカー上の条件なしで干渉を低減します。適切な共同測定により、データの条件付きサブセットに相関が生じる可能性がある。これにより、すでに記録されている過去の任意の変更は許可されません。どのジョイント確率が分析されるかという問題です。

事後選択は特別な注意が必要です。選択したイベントのサブセットのみを表示すると、完全な分布に存在しない画像が得られる。物理ステートメントには、サブセットにある可能性とそれを選択するための規則を伴わなければなりません。それ以外の場合、統計の変化は新しい因果効果と容易に誤解される。

経路の記録と条件付きの干渉

二つの直交状態を持つマーカーを取りましょう。完全なマーキングの後、オブジェクトとマーカーの結合状態は $(|0\rangle|0\rangle+|1\rangle|1\rangle)/\sqrt{2}$である。マーカーに沿った部分トレースは、オブジェクトに行列I/2を与える。経路収束の後、任意の位相シフトは1/2と等しい局所出力確率を残す。すべてのフェーズ情報は、共同記述から消えたわけではない。オブジェクトに対してのみ使用できなくなった。

マーカーはプラスとマイナスで測定されます。各記号の確率は 1/2 に等しい。プラス符号では、オブジェクトの条件状態は|+⟩で、マイナス記号 - |−⟩です。位相シフト ϕ と収束の後、出力プラスの確率はそれぞれ$[1+\cos\phi]/2$と$[1-\cos\phi]/2$である。二つの条件干渉パターンが半周期シフトされる。

正しい重みで足し合わせると、局所的な予測に戻る。どの位相でも、第一の曲線の半分と、第二の曲線の半分の和は 1/2 となる。例えば $\phi = 0$ では、「マーカーがプラス、対象がプラス」の事象の確率は 1/2、「マーカーがマイナス、対象がプラス」はゼロである。しかし、対象がプラスの事象全体は、依然として全系列の半分を占める。選別によって新たな検出を作ったのではなく、すでにある同時事象を分けたのである。

オブジェクトのみを読み取る装置では、マーカー記号の意味は不明である。したがって、マーカーがパスベースで測定されたか、プラスとマイナスの両方で測定されたかを一つのローカルレコードから知ることは不可能である。条件付きバンドを表示するには、両方のレコードを比較し、事前に定義された選択ルールを適用する必要があります。これは、相関と制御されたシグナリングの違いの特定のバージョンです。

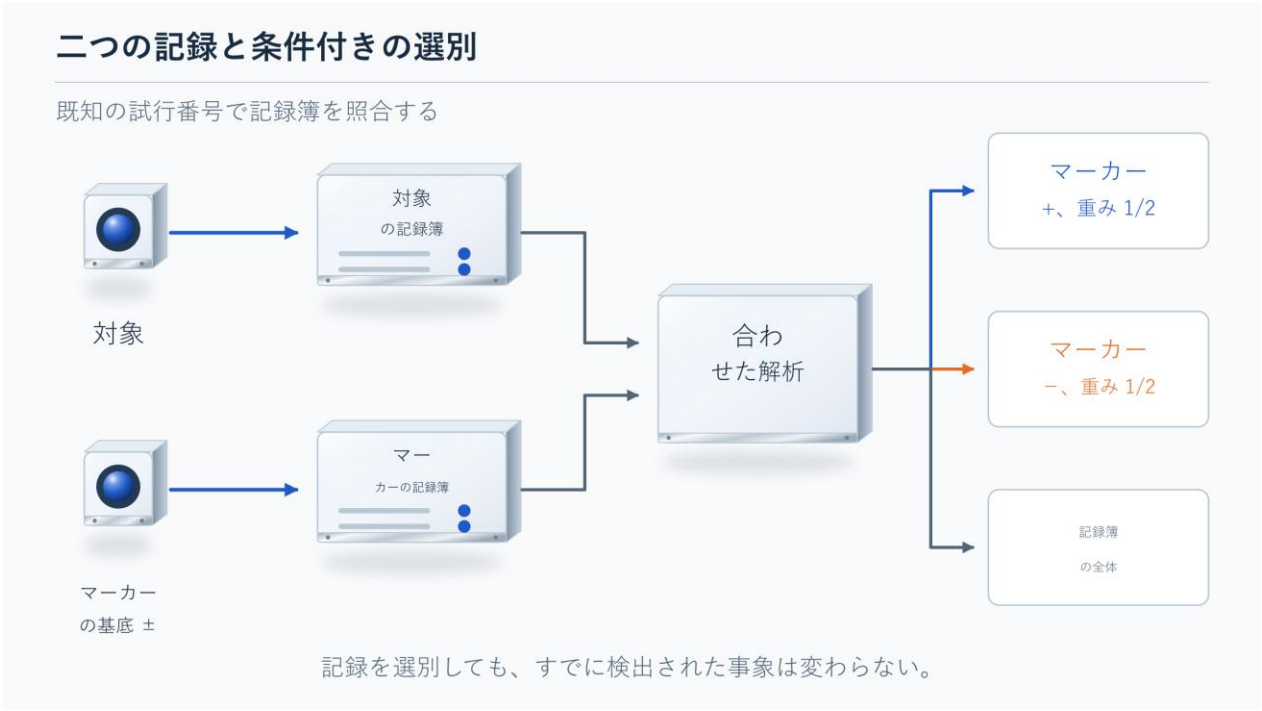


図8。条件付き統計では、古典的なオブジェクトとマーカーログを比較する必要があります。マーカー記号選択は、この章の例で重み 1/2 を持つ二つのサブセットを生成します。オブジェクトへのローカルエントリも、それ以降のソート自体も、すでに完了した実行に対して制御されたメッセージやエフェクトを提供しません。

中間マーキングも直接計算されます。マーカー状態が実重なり合う c= 0,5 であれば、局所対象行列は非対角要素 0,25 と可視性 v= 0,5 を受信する。ゼロ相では、プラスの確率は 0,75 に等しい。

したがって、環境の重なりが連続的に減少すると、観測された確率は連続的に変化し、理想的な直交エントリは極限 c= 0 である。

この例では、条件干渉の復元には特別に利用可能なトークンが必要である。マクロな環境では、そのようなアクセスは事実上不可能である。それにもかかわらず、モデルは有用であり、どの相関が部分トレースによって排除され、何を正確に観察のセットに戻さなければならなかったかを示す。コヒーレンスの復元を考慮に入れずに議論するためには、選択の確率は異なる統計問題を比較することである。

$$|\Psi\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}} = \frac{|+\rangle|+\rangle + |-\rangle|-\rangle}{\sqrt{2}}.$$

(3.3) 同じ絡み合ったペアは二つのベースで書かれている。最初の文字はオブジェクトを指し、次にマーカーを示します。

$$p(x = +, m = \pm|\, \varphi) = \frac{1 \pm \cos\varphi}{4}$$

$$p(x = +|\, \varphi) = \frac{1}{2}.$$

(3.4) 結合確率は位相依存を保存する。マーカー m の未知のレコードに対する合計は、それを排除します。

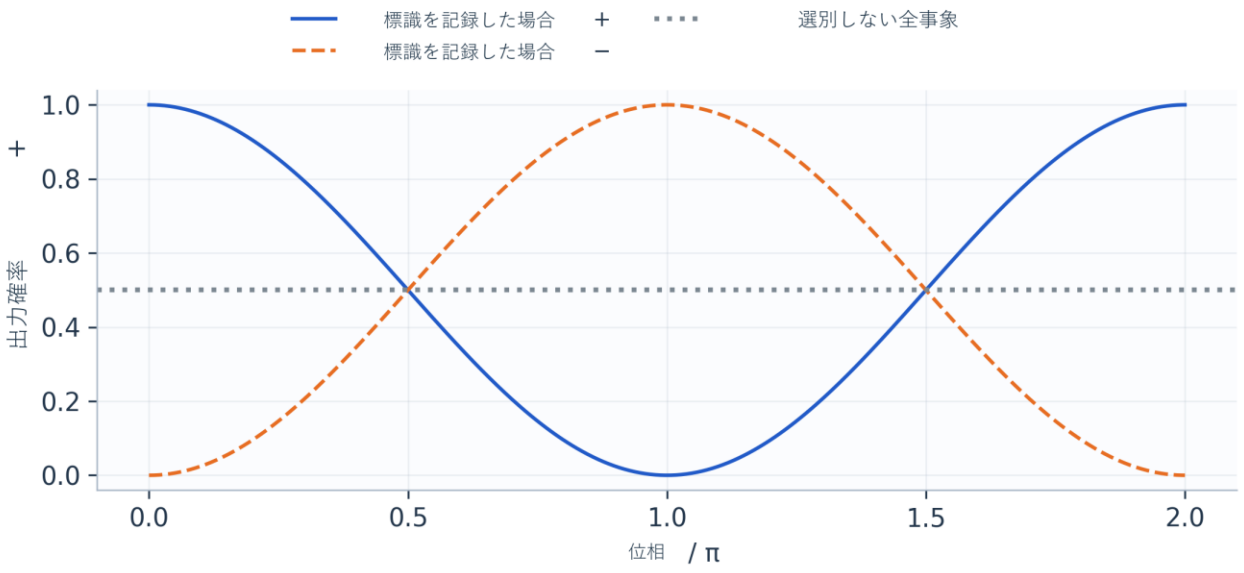


図9。二つのマーカーレコードの条件干渉パターンは相互補完的である。確率 1/2 と合計すると、イベントの完全なセットはストライプなしで残ります。これは過去の登録の変更ではなく、共同確率の計算です。

何が未解決のままか

デコヒーレンスは結合量子力学から安定した局所記録への遷移の重要な部分を説明する。それは干渉の抑制、環境の影響と実質的に安定した状態の選択を計算することができます。これらの結果は定量的に検証できる。

実験が一つの観察可能な結果として記述される理由の問題は、受け入れられた解釈やダイナミクスの変更を別々に示す必要がある。いくつかのアプローチでは、特異点は観察サブシステムの記録と相対的に理解される。他にも、追加の変数や客観的確率ローカライゼーションを導入する。これらのアプローチは、明示的な仮定と意味によって評価されるべきである。

本の実験プログラムでは、この計算は実用的な質問をする:どのレコードが利用可能であり、平均化後にどのような予測が生じるか? 通常の環境、追加の局在化、および準備エラーは、同じ観察セットで比較される。第八章への遷移は、別の曖昧さを示す: 異なる個々の確率履歴が一つのアンサンブル方程式を与えることができる。

したがって、測定の問題から識別可能性の問題への移行があります。自然に存在するものについての議論は、利用可能な情報に関する質問を伴う必要があります。異なるモデルが選択したすべての測定に対して同じ確率を与える場合、これらの特定の測定はそれらの精度に関係なく紛争を解決しない。

環境との絡み合いは、全体の状態がその部分のより局所的な記述を含むことができることをすでに示している。次の章では、この機能を直接検討し、量子相関から従来のモデルに対する制限について説明する。

第 4 章 もつれと説明への制約

複合量子系にとって、その部分の完全な知識は十分ではないかもしれない。観測された相関は結合状態に依存する。絡み合いにより、この機能は特に有能になり、説明の全クラスをテストできるが、各テストの結論には特定の仮定が含まれる。

全体を部分に分解できないとき

それぞれの状態を別々に指定でき、テンソル積によって結合状態が得られる場合、二つの系は純粋積状態である。この場合、ある部分はその後のダイナミクスによって別の部分に影響を与えることができるが、最初の準備には絡み合いは含まれない。混合状態は、部分系の状態のテンソル積の凸混合状態として表すことができる場合、分離可能である:重みは非負であり、一に加算される。

結合代替00と11の等しい重ね合わせにおける二レベルのオブジェクトのペアを考えてみましょう。各オブジェクトは個別にゼロまたは同じ確率のオブジェクトを生成します。しかし、この基礎の結果は一致しています。偶然自体は古典的相関によって再現できる:ソースは事前に同一のランダムビットを分散することができる。

他のベースで測定すると違いが生じる。コヒーレントな結合状態は、事前分布ビットの単純な混合に存在しない代替物間の位相関係を保存する。したがって、選択された一種類の相関は、絡み合いの十分な証拠を提供しない。必要なのは、対応する非複雑な説明を除外する一連の測定値である。

実験では、これはしばしば証人の助けを借りて行われる:境界が特定の状態のクラスで知られているデータから計算される量。境界の違反は、準備、測定、および統計的手順に関する仮定が満たされたときに結論を生じる。「証人」という言葉は、これらの仮定からの免除を意味するものではありません。

$$|\Phi^+\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\rho_A = \rho_B = \frac{I}{2}$$

(4.1) 結合状態は純粋で絡み合い、局所状態は最大混合される。共同記述の完全性は二つの局所的記述の完全性に還元されない。

$$\rho_{AB} = \sum_j p_j \rho_A^{(j)} \otimes \rho_B^{(j)}$$

$$p_j \geq 0, \sum_j p_j = 1.$$

(4.2)これは分離可能な混合状態の定義である。絡み合った状態は、そのような表現が存在しない状態である。

ベル不等式の論理

ベルの研究である1964は、量子予測と特定の種類の局所隠れパラメータ記述の不適合を示した。Cluser, Horn, Shimoni, Holtの各バージョンは、[5, 6]の現実的な実験セットアップに適したテストを作った。モデルの仮定は、局所的分解と、使用した意味での潜在パラメータから設定の選択の独立性を含む重要なものである。

最も単純な代数的アイデアはこれです。設定AとA′ は一方の側、BとB′ で利用可能です。各設定の結果はプラスまたはマイナスです。それらが考慮中のモデルに共同で割り当てられる場合、潜在パラメータの特定のセットに対する式Sは、常にプラスまたはマイナス二と等しくなる。実際、和 B+B′ と B−B′ の一方は零に等しく、もう一方はモジュラス二である。

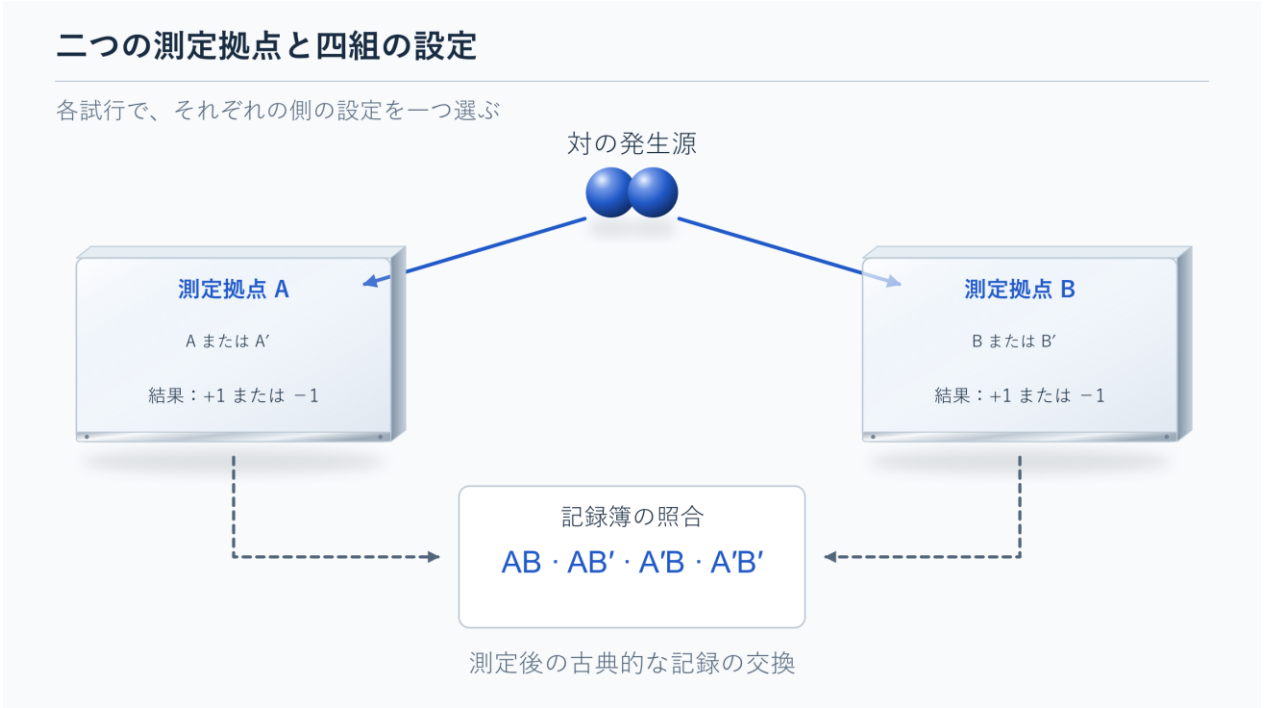


図10。実験CHSHのロジック。ソースはペアを準備し、各側が二つの設定のうち1つを選択し、結果±一を受け取る。測定後、古典的なログは四つの組み合わせ(AB, AB′ , A′ B, A′ B′)で比較される。この図は特定の歴史的実験の再構築ではなく、実験的な抜け穴を閉じるために必要な条件がテキストで議論されている。

確率的局所モデルは同じ境界に従う。それらの付加的な局所的ランダム性は隠れパラメータの拡張された記述に含まれることができ、同様に結果の条件付き平均は−1と+1の間にあり、CHSH制限を保持する。

隠れパラメータの一つの一般的な分布を平均化した後、S のモジュラーは二を超えない。量子論は、適切な状態と測定のセットのために、二つの平方根の二倍まで可能にします。実験課題は、有限統計と実験の設計を考慮に入れ、相関とテスト境界を評価することである。

ここでは、過度に広い結論が許されることが多い。そのような不平等の違反は、すべての可能な現実が数学的に否定されたり、隠れたパラメータ記述が禁止されていることを意味するものではない。結論で使用された仮定のセットは拒否される。いくつかの選択肢は局所性を変え、他の選択肢は独立性や因果説明の構造について論じる。それぞれが別々の分析を必要とします。

$$S = \langle AB \rangle + \langle AB' \rangle + \langle A'B \rangle - \langle A'B' \rangle$$

$$|S| \leq 2$$

(4.3) 対応する局所モデルのクラスに対するCHSH境界。角括弧は、指定された設定のペアの結果の平均積を示します。

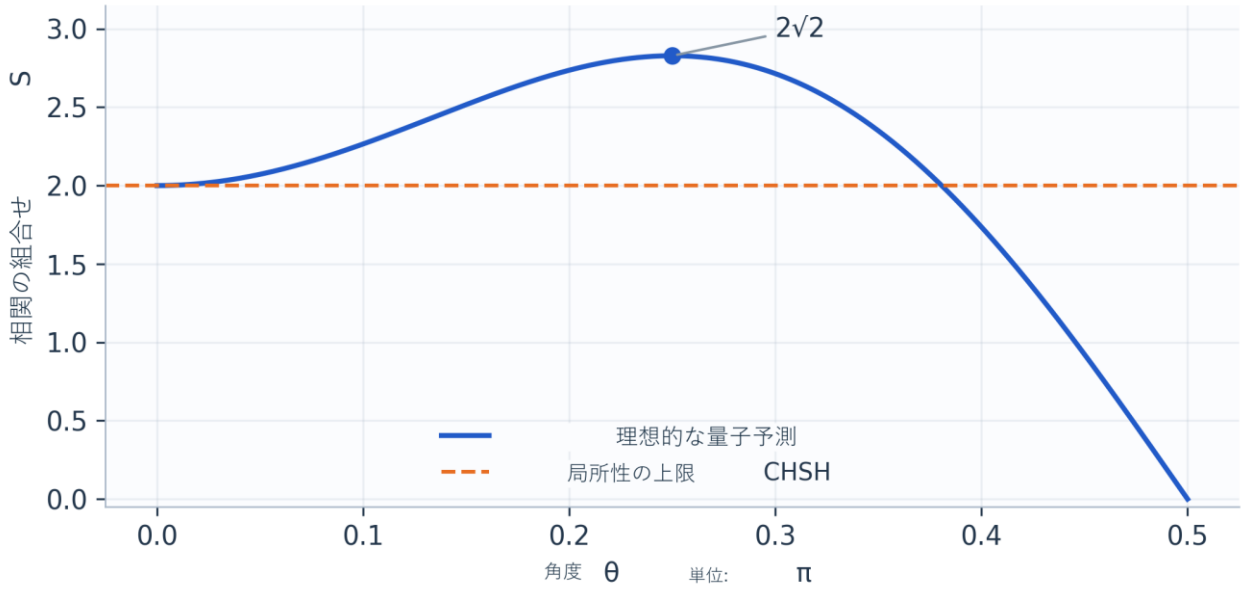


図11。説明的な関係は、適切な理想的な量子測定のための$S = 3\cos\theta - \cos 3\theta$である。境界2との比較はCHSHの仮定を参照する。

実験が付け加えること

不等式を適用するには、適切なイベントが比較されていることを確認する必要があります。不完全な記録、設定依存の選択、またはインストールの部分間の可能な信号交換は、観察された障害の解釈を変える可能性があります。これらの問題は実験的な抜け穴として知られている。

2015年にHensenらは、電子スピンを1,3km分割したテストを報告し、[7]式の一部として主要な局所性と登録の抜け穴を閉じた。これは特定の実験結果であり、考えられる仮定がないという普遍的な保証ではなかった。

通常、三つのステートメントを分離するのに役立ちます。定理は、リストされた条件の下で境界を指定する。実験は観測された量と不確実性を評価する。解釈は、どの条件と結果が拒否できるモデルのクラスを説明する。これらのレベルが分離されていない場合、きちんとしたテストは簡単に過度に広いステートメントに変わります。

この例は、特に後の章にとって重要である。重力実験では、目撃者やノーゴー議論も用いられる。推論の強さは、出力における数だけでなく、メディエータのモデルと相互作用の構造を物理的にどのように基礎付けるかにも依存する。身近な言葉「クラシック」は、いくつかの異なる要件を隠すことができます。

相関が制御可能な通信経路ではない理由

標準量子論において、ある部分の局所統計は、すべての遠隔結果に対して平均化されたとき、別の部分上の線形で完全に正のトレース保存チャネルの作用によって変化しない。これは結合状態の部分トレースから従う。条件付きサブセットは異なる局所統計を持つことができるが、それらを分離するためには、リモート結果と対応する設定のレコードを転送する必要がある。

したがって、強い相関関係は自動的に制御された超光通信を提供しない。メッセージを送信するには、送信者は受信者が利用可能なデータから選択を識別できるような効果を選択する必要があります。通常のチャネルを使用してレコードを比較した後にのみ発見された相関は、この要件を満たさない。

この区別は、提案された修正を分析する際に維持されなければならない。純粋な状態における特定の非線形変化は、同じ密度行列の異なる分解を物理的に区別できる。その後、ローカル予測はリモート準備に依存し始めることがあります。このような非線形ワインバーグ拡大のリスクの有名な例は、Gsin [11]によって考慮された。

この結果それ自体は、考えられる非線形または確率的モデルを禁じない。状態を準備するためのコンポーネントシステムとメソッドをテストする必要性を示す。研究プログラムでは、測定器の意図した感度を議論する前に、新しい動的用語がこのテストを受ける必要があります。

波動関数について何が言えるか

量子状態が物理的な実在なのか、知識の記述なのかという問いにも、明示的な数学的定式化による制約がある。簡単に言えば、二つの異なる純粋量子状態が、同じ物理的な状況についての知識の違いだけを表せるか、という問いである。ピューシー、バレット、ルドルフの定理は、観測確率の基礎に物理状態を置き、独立に準備した系が独立であると仮定する、一群のモデルを扱う。これらの条件下では、重なり合う認識的な記述の特定の形は、量子論の予測と両立しない [10]。

定理の重要性は条件の精度にある。それは、現実の本質に関するすべての論争を追加の議論なしに解決せず、自動的に解釈を選択しず、測定の説明を置き換えない。理論が準備の独立性の仮定や許容可能なモデル自体のクラスを変える場合、個別に検討する必要があります。

この本では、定理は特定の構成の制限として使用される。どの仮定が修正される必要があるかを特定するのに役立つが、一貫した代替案を構築するのを和らげない。ある仮定の拒絶と新しい物理理論の間に残っているのは、方程式、確率、合成系、実験予測である。

一組での検証と三つの結論の限界

状態$|\Phi^+\rangle$の場合、量子値CHSHを手動で得ることができる。Z演算子は零と一を区別し、X演算子はそれらを交換する。選択されたペアについて、平均 ZZ,XX は一に等しく、混合平均 ZX,XZ は零に等しくなる。第一側では、Z または X が測定され、第二方向 $(Z+X)/\sqrt{2}$ または $(Z-X)/\sqrt{2}$ で測定される。これらの各方向は、結果±1で観察されたものに対応する。

相関関係は、$1/\sqrt{2}$, $1/\sqrt{2}$, $1/\sqrt{2}$, $-1/\sqrt{2}$である。CHSHで指定した最後のマイナス記号を追加した場合、結果は$2\sqrt{2}$です。両方のデバイスの局所分布は、依然として等しく可能である。これは、二つの境界を超え、制御されたメッセージがないことが一つの明示的な計算ですでに互換性があることを意味する。実数 S は各一対の設定の有限列から推定され、記号的意味は理想的な参照点によってのみ与えられる。

三つのしばしば隣接する結果は異なる質問を指す。ベルテストは相関関係の因果説明のクラスを制限する。ノーシグナリングは、リモート結果の平均化後に局所統計を特徴付ける。PBR引数

は、独立した準備が与えられた物理的状態の説明の重なりを指す。ある結論を別の結論に置き換えることは証拠を強化するのではなく、問題を変える。

その後の重力の証人を読むとき、この表を参照すると便利です。観察された効果は、常に前提条件とともに鎖に含まれています。二つの研究が利用可能な操作またはメディエーターの異なる定義を使用する場合、これらの定義は最初に比較され、次に効果サイズ。これは証明されていることの限界を超えてそれを拡張することなく、強い結論の可能性を維持します。

$$A = Z, A^{´} = X, B = \frac{Z + X}{\sqrt{2}}, B^{´} = \frac{Z - X}{\sqrt{2}}$$

$$S_{\Phi^{+}} = 2\sqrt{2}.$$

(4.4)状態$|\Phi^{+}\rangle$に対するCHSHの直接計算。各結果 ± 1 の局所確率は 1/2 と等しい。

結果	必須要件	有効な出力
CHSH [5, 6]	受け入れられたモデルのクラスにおける局所分解と設定の独立選択	相関関係はこれらの条件の総体と矛盾する
合図なし	局所線形チャネルはトレースを保存し、リモートの結果は平均される	ローカル統計は、リモート操作の選択を送信しません。
PBR [10]	身体状態の分類と準備の独立性	対応する重なり合う記述は、すべての量子予測を再現しない

相関を議論した後、量子理論の拡張が正確に何を意味するのかを明らかにすることができる。世界の絵を変え、変数を追加し、観察の確率を変えることは異なる研究活動です。次の章では、これらをテスト可能な仮説の要件に関連付けます。

第 5 章 仮説が理論を変えるとき

新しい口頭説明は、計算されたすべての確率を維持しながら、何が起こっているかのアイデアを変えることができる。実験的に検証可能な物理的修正は、少なくとも有効な実験のための異なる予測を生成する必要がある。これらのケースの間に正確な線を引く必要があります。

実在の記述と観測可能な確率

二つのアプローチは、個々のシステムの状態の異なる表現を使用し、同じ統計結果を生成することができる。次に、選択した測定値を比較すると、どの表現が正しいか判断されません。この声明は利用可能なデータを指し、説明の利点に関する哲学的な質問は解決しません。

エベレットの相対状態の定式化では、結合量子力学は個別の基本的な収縮なしに考慮される。ボームのアプローチは追加の位置変数と方向ダイナミクスを導入し、適切な量子平衡では標準統計予測[13, 14]が再現される。これらの簡単な特徴付けは、アプローチの完全な分析を置き換えるものではないが、個々のイベントのパターンに関する議論が単一の実験分布を超えて拡張できることを示す。

客観的収縮モデルは、通常、特定のパラメータの下で観測された統計値を変更するダイナミクスを導入する。したがって、干渉、拡散または放射線によって制限される。どの可観測性が適合するかは、一般的な単語「収縮」ではなく、モデルの形状に依存します。

研究テキストの場合、何が追加されたかを常に尋ねておくと便利です。新しい変数は、計算補助量、環境パラメータ、または基本的なオブジェクトである。新しい用語は、既知の効果的な相互作用を記述することができる。これらの役割を確立することは、新しい物理法則が早期に発表されるのを防ぐ。

検証可能な最小の変更

有用な戦略は、標準のモデルの、明確に指定した一つの性質を変えることである。例えば、強度と特性長をもつ、弱い空間局在化の経路を加える。強度ゼロの極限では、元の動力学が回復しなければならない。これによって、比較できる帰無モデルが得られ、パラメーターの制限を論じられる。

この構成は、まだ追加プロセスの起源を説明していません。それは現象学モデルです:それは効果の形態とそれをテストする方法を指定します。その価値は、その内部一貫性、適用範囲、およ

びそれが独立して同様のバックグラウンドプロセスを制限することができるかどうかに依存します。

パラメータが多すぎると、各実験は独自の無料値を取得するため、モデルは拒否される大きなリスクなしにデータに適合できる。これを避けるために、インストール間の一般的なパラメータと転送ルールが事前に設定されています。新しい実験では、単に別の係数を追加するのではなく、予測をテストすることができる。

最小限のモデルを好むことは、自然が単純であるという要件ではありません。これは最初の結論を見える化する方法です。矛盾が発見されると、説明を拡張することができますが、各拡張は、それが説明する新しい観察と、それが作り出す追加の結果を示す必要があります。

確率とエネルギーの整合性

発見を議論する前に、ダイナミクスの数学的実現可能性をチェックすることは有用である。正規化はまだ有効ですか? 密度行列は肯定的なままですか? モデルはどのように絡み合ったシステムの一部に作用しますか? 同じ状態を準備する異なる方法は、その後の同じ予後と互換性がありますか?

別の問題はエネルギーに関わる。単純なノイズモデルの中には加熱を生じるものがある。それは観測可能な帰結である場合も、散逸を含む拡張が必要な領域を示す場合もある。追加の拡散とそれに伴うエネルギー変化が同じ生成器から導かれるなら、前者の予測を使いながら後者を黙って無視してはならない。

この場合、エネルギーの保存のための要件は、対応するシステムのために定式化する必要があります。開いている物体のエネルギーは、その周囲によって変化する可能性がある。追加されたプロセスが基本的であると宣言された場合、全体の記述のエネルギー収支がどのように意味を持つかを説明する必要があります。サブシステムに対する一つの効果的な方程式からこの答えを再構成することは必ずしも不可能である。

相対論的互換性も慎重に扱うべきです。非相対論的モデルは、その分野で有用であるが、独立した構成がなければ、空間と時間の完全理論とは考えられない。成功した低エネルギー試験は、特定のモードと特定のパラメータをテストします。

確率の規則を検証する例

別の拡張方法は、ボーンの法則に関連しています。理想的な三パス定式化では、振幅の標準加算はペアワイズ干渉項を生成する。すべての単一のコントリビューションとペアのコントリビューションを減算する確率の組み合わせは、比較される構成に一つの一貫した振幅モデルが適用されると消滅します。

2010では、Sinhaと同僚は高次干渉を制限するために三つのスリットフォトニック実験を使用した。彼らの定式化では、観察は標準規則と一致しており、研究は可能な偏差[12]の定量的制限を与えた。すべての物理的条件の下で公式の証明としてではなく、有限精度で具体的なテストとして読むべきです。

三つの振幅の和の二乗はモジュライの二乗と三対のクロスタームを含んでいる。対応する二パス式を減算し、単一のコントリビューションを返すことで、これらの用語はそれぞれキャンセルされる。この結論は、比較が行われる選択肢の一貫性に基づいている。

組合せのすべての量は、共通の絶対正規化を持たなければならない - 例えば、フローの安定性を考慮して、同一に準備された入力粒子あたりの登録確率。通過粒子の数によって各スロット構成を別々に再正規化することは不可能である:その後、上記の還元が保持する必要がない他の条件付き確率を比較する。

実際の光学装置では、スリットを閉じると伝搬境界条件が変化し、検出器は非線形応答を持つ可能性がある。そして、ゼロでない実験的組み合わせは、インストール自体の通常の物理を計算する必要がある。異なる物理的な状況を理想化されたアイデンティティに置き換え、残りを確率の規則の違反と呼ぶのは間違いです。

$$I_3 = P_{ABC} - P_{AB} - P_{AC} - P_{BC} + P_A + P_B + P_C - P_\emptyset$$

(5.1) 三階の組み合わせ。インデックスは利用可能な代替手段を示し、最後の用語はそれらなしで背景を考慮に入れます。ヌル予測は、明示的に指定された理想モデルを指す。

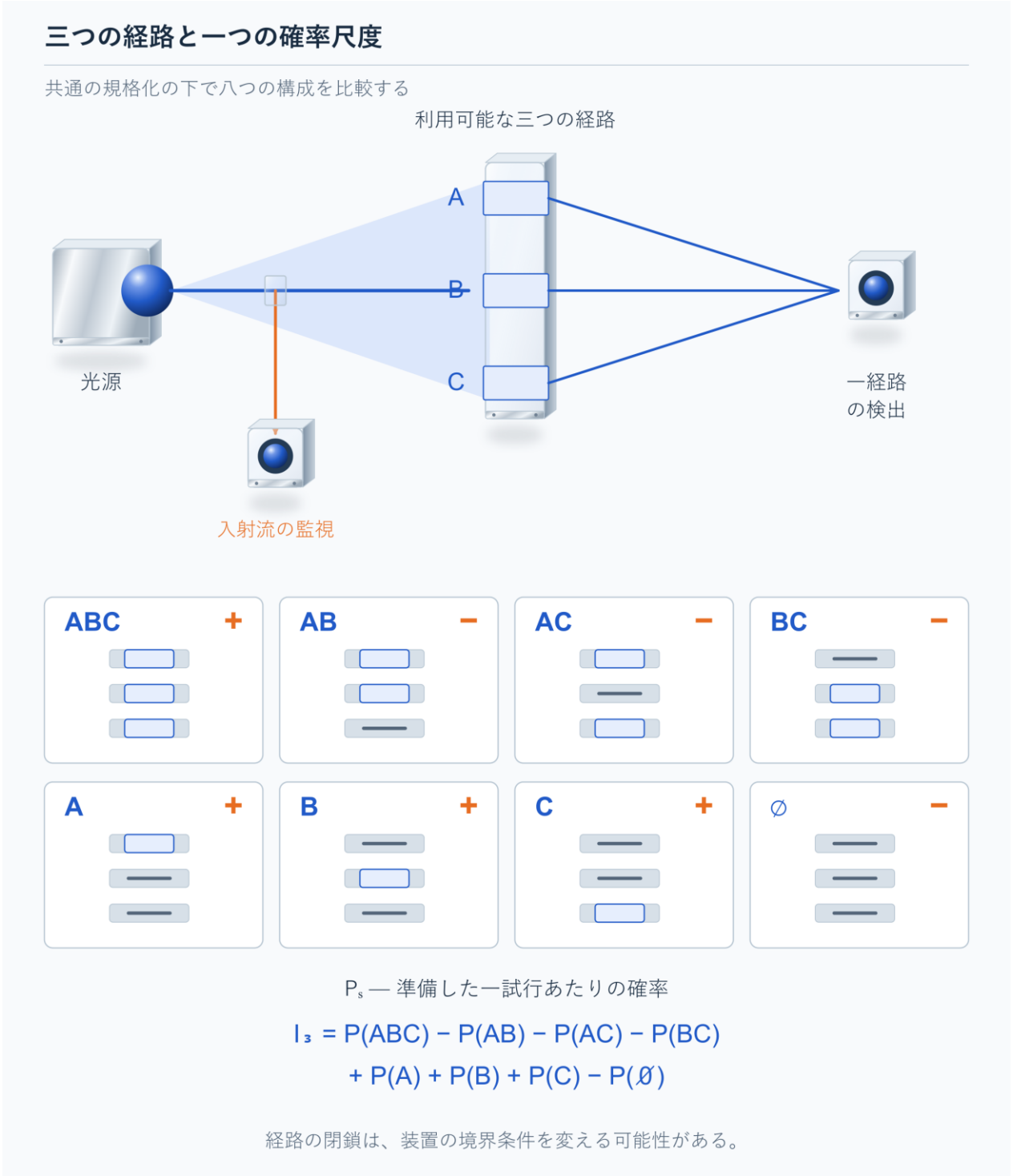


図12。三パス設定と八つの利用可能なパス構成をトレーニングする。図中の表記 P(S) はテキスト内の P_s に対応する: 確率は、入力フローの一般的な制御を伴う一つの準備された実行に正規化される。I_3:+ABC、−AB、−AC、−BC、+A、+B、+C、−∅。スリットを閉じると境界条件が変化する可能性があるため、非ゼロ実験残差は検出器のセットアップと応答の分析を必要とする。

新規性をどう検証するか

既知の平等の新しい記録はそれ自体が科学的発見を構成するものではない。式を取得した後、文献と比較し、等価な表記を確認し、すでに考慮されている条件を確立する必要があります。結果が既知の特別な場合であることが判明することもあります。有用な貢献は、別の物理的設定への適用にあります。

新しい貢献に対する最も説得力のある主張は、近くの仕事と正確な違いを示している。例えば、以前に省略されたバックグラウンド相関を考慮に入れ、限られたコントロールセットに対して識別性制限を見いだしたり、パラメータの普遍性をチェックする新しい方法が示された。そのような声明は詳細に批判することができる。

最後の章の作業仮説は、最も近い公開デザインと比較される。モデル、計算、障害条件が与えられます。公式を独自に取得するという事実だけでは、歴史的優先度は確立されません。したがって、結果のステータスは別々に示される: 再現性、既知のモデルの教育開発、安定性テスト、またはさらなる物理試験の提案。

実行した計算が何を加えるか

研究結果は、何の仮定を検証するか、何を計算したか、その計算からどの結論が成り立つか、という三つの関連した問いで示すと分かりやすい。例えば、第十章の減衰率の三点結合は、係数が共通の場合、定数と二次の背景を取り除く。この結合は完全に導出でき、数値でも確かめられる。ただし、「取り除く」とは、指定した二つの形についてのことであり、通常のデコヒーレンス機構のすべてについてのことではない。

定数分離を実際の軌道に置き換えることで、この組み合わせの最適性が変化する。その結果、指定されたプロトコルに関する定量的情報が追加されます。新しい基本法則を提案しなくても役に立ちます。同様に、第十二章で公開データ分析のレプリケーションは、利用可能な材料から特定の推定を復元できることを示す。これは、この本の著者による新しい実験的な発見に別の研究チームの測定を変換しません。

最後の章の統計的プログラムは次のレベルでテストします:手順がどのくらいの頻度で間違っているか、そしてそれが新しい設定のために何を予測するか。ここでは、最適な曲線のパラメータだけでなく、誤検出率、弱い信号に対する感度、背景変化に対するロバスト性も得られる。21章の近くの作品と比較すると、どの要素がすでに知られており、正確な主題は独立した検証のために残されているかが示されている。

このシーケンスは意味のあるネガティブな結果をもたらします。二つのモデルがすべての許可された操作に対して同じダイナミクスを与える場合、計算はこのプロトコルでそれらを分離することが不可能であると判断することができる。研究問題は、環境記録、別のオブジェクト、または独立したキャリブレーションへのアクセスを追加することで修正される。確率の差が厳密にゼロであれば、繰り返しの数を増やすことは問題を変えることに代わるものではない。

結果	確立しているのは	次へ進むために欠けているもの
代数的背景還元	一般的なパラメータを持つ特定の関数に不感受性。	他の物理的な背景フォームをチェックします。
軌道の最適化	選択したプロフィールファミリーで最高のコントラスト。	イベント数、制御エラーと統計的基準
出版物を複製する	特定の外部評価の再現性	独立差と定量的結果
校正数値試験	明示的にシミュレートされた条件下での誤り率	仮定を確認し、実際の実験でテストする

次のステップは、理論によって計算された確率からデバイスが生成したデータに移行することです。この関係には、キャリブレーション、有限統計、環境パラメータが含まれます。それがなければ、正しい方程式でさえ信頼性の高いテストにはなりません。

第 6 章 測定が証拠になる過程

この理論は、与えられた条件下でデータの分布を予測する。実験では、不完全な機器を使用して有限個のイベントを測定します。これら二つのレベルの比較には、明示的な観察モデルと事前定式化された質問が必要である。

干渉可視度

単純な干渉実験では、事象の頻度が位相に依存することが記録される。可視度は変調の深さを特徴付ける。理想的なパターンの最大値と最小値を通して決定することができますが、実際の分析では、検出器の背景と応答を考慮して、カウントの分布にフルモデルを適用することがより信頼性が高いことがよくあります。

粒子数の同じ損失は、必ずしも正規化された可視度を減らすものではない。両方の経路が均等に減衰し、選択が位相に依存しない場合はイベント数が減少するが、変調部分と平均部分の比率は維持される。逆に、追加の不整合背景は、研究中のオブジェクトの位相関係の根本的な損失を伴わずに可視度を減らすことができる。

そのため、モデルは個別にソース強度、登録確率、バックグラウンド数とコヒーレンスを考慮に入れます。それらを一つの自由係数に還元すると、計算が便利かもしれませんが、係数の物理的解釈は曖昧になります。

視認性を減衰率に変換するには、元の視認性が必要です。その不確実性は、レートの推定に転送されます。初期コントラスト自体が分岐間の距離またはシーケンスの時間に依存する場合、定常正規化の仮定は所望の効果に似た人工的な依存性を生成することができる。

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$\hat{\Gamma} = -\frac{1}{T} \ln \frac{V}{V_0}$$

(6.1) 最初の公式は理想的な視認性を設定する。第二は、既知の初期視認性と適切な指数蓄積モデルから、一定の減衰率を推定する。

軌道全体が関わる

干渉計の腕は通常最初に分離し、しばらく移動して最終的に収束します。追加のローカライゼーションは、シーケンス全体を通して有効です。したがって、信号は最大分離だけでなく距離の時間的プロファイルに依存します。

瞬時速度が距離の二乗に比例する場合、蓄積された減衰は時間とともにこの二乗の積分に依存する。同じ最大距離と同じ総持続時間を持つ二つの軌道は、異なる結果をもたらす可能性がある。一つの枝は長い間分離したままであり、もう一つは短時間だけ最大値に達する。

飽和空間カーネルの場合、状況は依然としてより多様である。特性スケールをはるかに超える分離の増加は、瞬間的速度をほとんど変化させないが、保持時間の増加は効果を蓄積し続ける。これらの依存関係は、他の損失源が全シーケンスでモデル化されている限り、実験を選択するのに役立つ。

複数のコンフィギュレーションを比較する場合は、どの設定が実際に保存されているかを判断する必要があります。幾何学の変化は、加熱、変動制御、収束効率を変えることができる。共通の背景の形式的な削減は、物理的に一般的な部分でのみ機能します。

$$-\ln \frac{V}{V_0} = \int_0^T \Gamma[d(t)]dt$$

(6.2) 時間局所率の一般的な蓄積形態。環境メモリでは、後述する履歴全体のより複雑な機能が必要になる可能性がある。

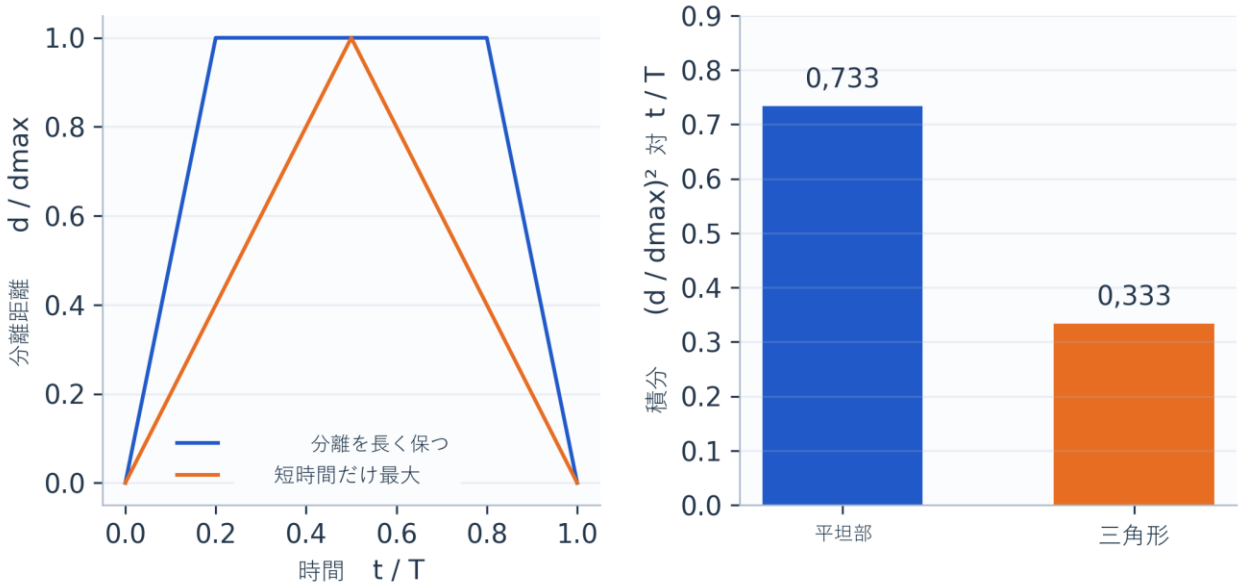


図13。同じ最大分離と持続時間は、蓄積された異なる減衰を与える。二次モードでは、軌道全体の平方の積分が決定的である。

状態から検出器の三種類の記録へ

事前に分かっている各試行で、一つの系を準備し、検出を多くても一回しか許さない装置を考えよう。理想的な二つの出力をプラスとマイナスとし、さらに「検出なし」の結果も保存する。例えば、準備回数が別途分かっていれば、このように数えられる。入力対象の数が分からない場合は、流量のモデルが必要であり、以下の多項分布による定式化を、そのまま適用することはできない。

V で検出器の視認性を示し、η で登録する確率を示します。登録されたイベントで、デバイスは、確率 ε で出口ラベルを反対のラベルに独立して変更します。二つの出力の効率は等しく、損失の位相依存性はなく、追加のダークカウントはないと仮定する。これらの用語は教育装置を記述し、すべての干渉計の特性を宣言するものではない。

プラス出力では、レコードを取得する二つの互換性のない方法が追加されます:実際の資産の正しい読み取りと実際のマイナスの誤ったラベル。したがって、書かれたプラスの確率は $\eta\,[(1-\varepsilon)p_{+}+\varepsilon\,(1-p_{+})]$ に等しい。下書きしたマイナスは η の残りの部分を受け取り、省略は確率$1-\eta$を受け取る。三つの確率の合計は一に等しくなる。η の値は登録したサンプルのサイズを小さくします。ε は出力間の差を減らします。

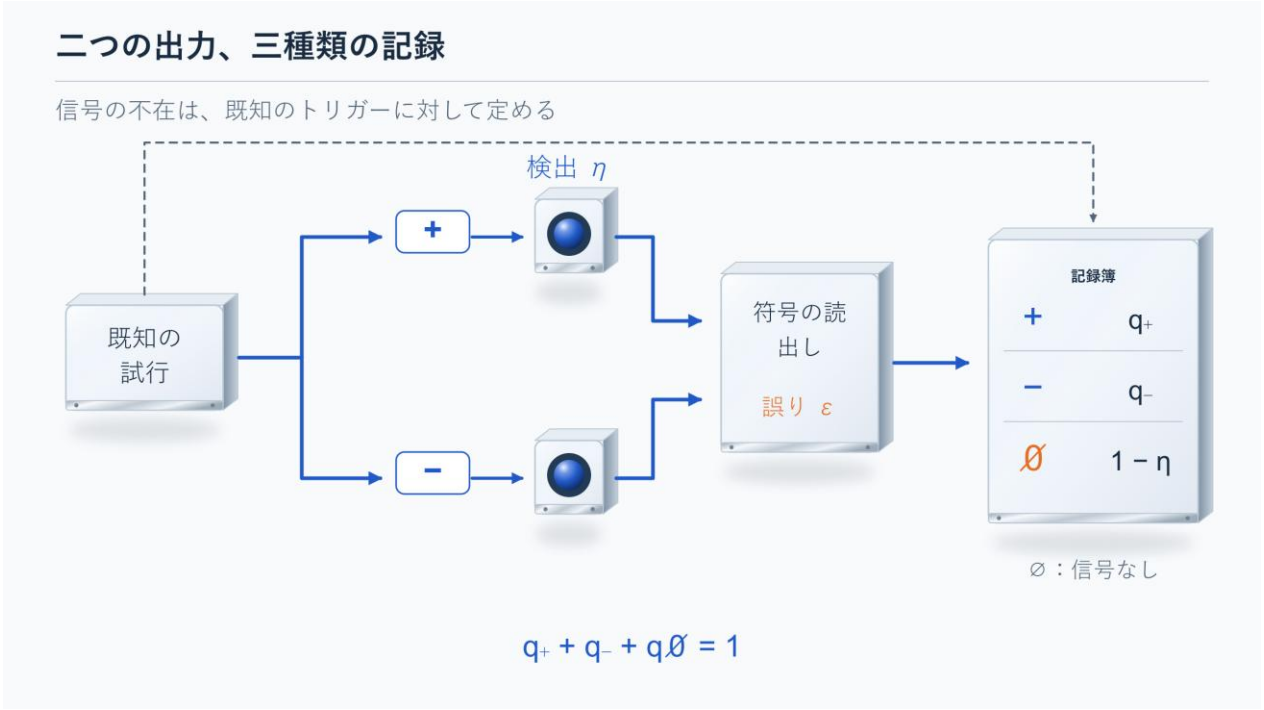


図14。既知の起動後、システムは二つの物理的な出力を持つ。効率η は登録のシェアを指定し、ε は記録された記号のエラーの確率です。三つのカテゴリがログに表示されます:プラス、マイナス、1 − η の確率でø信号はありません。ø は三つ目の物理検出器ではなく、対称的な位相独立損失によって従来の視認性は低下しない。

V = 0,8、 η = 0,6と ε = 0,02を見てみましょう。フェーズ0、 π/2および π では、表に示されている数学的期待は各設定のための何千もの準備のために得られる。分数値は期待値であるため、正確に受け入れられます。特定の級数は、乱数を含む。中央段階では、300プラス、300マイナスと400パスが期待されています。完全なレコードには、二つの出力のコントラストがゼロであっても有用な損失情報が含まれています。

記録された事象の条件付き選択の後、観測される可視度は(1 − 2 ε)V = 0,768と等しい。読み込みエラーを物理デコヒーレンスとした場合、余分な減衰指数−ln(0,96) ≈ 0,04082が割り当てられます。一秒間のシーケンスの場合、これはインクリメンタルレート0,04082 s^{-1}のように見えます。同時に、システム状態に新しいメカニズムは導入されなかった。

η の効率は、相と結果からの損失の仮定独立性によってのみ条件付きプラス確率で低下する。それはまだ統計的精度に影響を与えます:一定数の準備で、有用なイベントは少なくなります。 η が隠れた軌道や出力間の変化に依存する場合、検出された粒子の総数によって分割するだけで曲線の形を歪めることができる。省略結果は記録された結果とともにモデル化される必要がある。

N製剤の場合、その可能性は多項形式を持つ。既知の入力リミット ε 、および準備数と登録数の比較によるキャリブレーションシリーズは、 η を制限します。それらの不確かさは、一つの予備測定後に消えたと見なすことはできない:それらは推定Vに転送されるか、または結合確率に含

まれる。この小さな例は、未知の背景と物理信号パラメータを同時に決定する章 19–21 の完全な分析を準備している。

$$q_{+} = \eta\left[\varepsilon + (1-2\varepsilon)\,\frac{1+V\cos\varphi}{2}\right]$$

$$q_{-} = \eta - q_{+}$$

$$q_{\emptyset} = 1-\eta.$$

(6.3)独立損失と対称ラベル誤差を持つ三つのレコードの確率。ここで $0 \le \eta \le 1$ と $0 \le \varepsilon \le 1/2$。

$$\mathcal{C} = \frac{N!}{n_{+}!\,n_{-}!\,n_{\emptyset}!}\,q_{+}^{n_{+}} q_{-}^{n_{-}} q_{\emptyset}^{n_{\emptyset}}$$

$$n_{+} + n_{-} + n_{\emptyset} = N.$$

(6.4) 一つのフェーズ設定の可能性。独立設定の場合、そのような要因は乗算され、キャリブレーションデータは独自の乗算器で加算される。

フェーズ	期待されるプラス	予想されるマイナス数	予期せぬ失敗
0	530,4	69,6	400
$\pi/2$	300	300	400
π	69,6	530,4	400

パラメーターと物理的な原因

観測された速度を二つの非負の寄与の和で表すようにする。利用可能なすべての設定に同じ依存関係がある場合、データは合計のみを決定します。実験が何回繰り返されても、追加情報なしでは別の決定は不可能です。これはモデルの構造的非識別性である。

依存関係がわずかに異なる場合に別のケースが発生するが、ノイズと比較して差は小さい。分離は原則可能ですが、選択した測定数は十分ではありません。これは感度の実用的な問題です。観察時間、より正確な校正、または設定の良い選択によって改善することができます。

新しい実験を約束する前に、これらのケースを区別する必要がある。精度を向上させることは、予測に小さな非ゼロ差がある場合に役立つ。正確に一致するためには、観測値のセットを変更す

るか、パラメータのいくつかを独立して制約する必要があります。この論理は、第十章の三点例とその逆例を基礎としている。

複数のパラメータを持つ問題において、各予測がパラメータの小さな変化によってどのように変化するかを見ることは有用である。二つの変化が常に同じ方法ですべての観察をシフトする場合、それらを局所的に分離することは困難である。しかし、ある点におけるそのようなシフトの独立性でさえ、解の大域的一意性を保証しない: 別の適切な集合はパラメータ空間に遠く存在するかもしれない。

信号のないデータで信号を検証する

手順の信頼性を評価するためには、追加のメカニズムがない状況をシミュレートする必要があります。これらのデータは、実験に適用されるのと同じ方法で分析されます。プロシージャがしばしば肯定的なシグナルを見つける場合、一つの良いチャートがどれほど説得力があるかに関係なく、修正する必要があります。

フィッティングに使用されるのと同じ理想モデルによって生成されたデータのみをテストすることは特に危険です。このような実験は、便利な条件でプログラムの機能を確認するが、環境の記述におけるエラーに対するその抵抗を弱くテストする。修正されたノイズ形状、ドリフト、現実的なキャリブレーション不確実性を持つシナリオが必要である。

データをレビューした後に選択したオプションと設定は、統計的解釈に影響を与えます。多くの構成の中で最も珍しいものだけが表示されている場合は、検索自体を考慮に入れる必要があります。これは、特性長の選択、時間ウィンドウの選択、および最も美しい干渉パターンの選択に適用されます。

Deferred設定はさらなる検証を提供する。モデルは条件の一部に従って選択され、その後、基本的なパラメータを再構成することなく別の条件を予測する。このようなテストの成功は、すでに設定で使用されているデータに対する単純な偶然よりも強いが、研究された代替手段のクラスに属している。

計算結果の三つの種類

本書は、分析的な結論、数値モデルの例と公開された実験の結果を含んでいる。状況はさまざまです。分析的な結論は、リストされた仮定の結果を確立する。数値的な例は、選択したモデル

の挙動を示し、エラーや推定スケールを検出するのに役立つ。実験データは、計算を物理デバイスにリンクする。

本書のモデルグラフと数値系列は、計算されたものとして直接指定され、パラメータと乱数生成器が添付コードで利用可能である。12章で公表された測定値の再現は、異なるステータスを持つ:外部実験データセットが使用され、その起源と繰り返し解析の限界が示される。これらの二種類の材料を比較すると、物理的なデバイスがテストされている場所と分析手順のプロパティが試験されている場所を確認することができます。

公開制限もコンテキストで読み取らなければならない。パラメータの上限は、モデル、背景仮定および採用される統計的手順に依存する。絶対精度でゼロ値を測定するのと等しくない。新しいノイズソースは制約を弱めることができ、独立キャリブレーションによって時にはより強くすることができる。

このようにして準備されたテストは、いくつかの有用な結果を生み出すことができる。元のモデルの再現可能な不適合を明らかにし、パラメータ範囲を狭めたり、選択した観察の不適切性を示すことができる。何が比較され、どの条件が使われていたかが明確であれば、各結果は意味のあるものになる。

基本的な概念とマッチングルールが定義されました。本書の第二部では、重ね合わせの物理的限界をテストしようとする最新の実験とモデルに移る。これは、量子境界固有の質量、空間スケール、不確実性の源に関する一般的な質問を与える。

第II部 重ね合わせの限界を探る

第 7 章 重ね合わせの限界をどう探すか

量子世界の境界の問題は、どのシステムが重ね合わせを保たなければならず、どのくらい保存しなければならず、この保存がどの観察によって確認されるかが特定された後にのみ物理的になる。「大きな物体が量子的に振る舞う」というフレーズは、不確かさが多すぎます。量子は、物質の中心の一つの内部遷移、集合励起または移動である。仮定空間的局所化をテストするために、これらのケースは等価ではない。したがって、研究の開始は控えめに見えます:特定の自由度が選択され、デバイスが正確にそれについて何を言うことができるかが確立されます。

対象を重ね合わせに置くとは何か

二つの空間的代替物が後で再び会うことができるように、動きを制御している粒子を想像してみましょう。代替手段が存在する限り、それらを別々に観察することができず、同時にすべての元の干渉を保存する必要がある。テストは異なって機能します:制御が相対位相を変え、最終的な結果の分布がこの変化に反応します。検出周波数が定期的に変化する場合、観察は代替手段の相互整合性に関する情報を含む。単に、通常の粒子がどの経路をとったかを知らないだけでは、そのような位相依存は生まれない。しかし、ストライプパターンは、デバイスの適切な古典モデルとの比較が必要である。

この最後の注意点は、回折格子や周期的なマスクでは特に重要である。穴の並びは、空間的な量子コヒーレンスがなくても、流れに不均一な模様を作りうる。したがって、説得力のある実験では、美しい模様の存在だけでなく、制御パラメーターに対する信号の依存性を調べる。2026 年一月、セバスチャン・ペダリーノらのグループは、七千個を超える原子を含み、質量が 17 万ダルトンを超えるナトリウムのナノ粒子の干渉を報告した。実験は、空間的な重ね合わせが検証された範囲を広げたが、その破れを発見したわけではない。特定の質量と形状の検証によって、量子論の普遍的な適用限界が定まるわけではない。[15]

質量一つでなく四つの尺度を見る

研究を計画するには、実験を四つのスケールに精神的に分解することが有用である:物体の質量、代替物間の距離、それらの存在時間、および身体自体の空間構造。質量は、他のパラメータと一緒にのみ感度を決定する。非常に小さい量で位置が異なる重い粒子は、分離が大きい光粒子より

も特定のパターンの感度の低いプローブである可能性がある。同様に、ほぼ同じ枝の長期保存は、明確に区別できる枝の短期保持を置き換える必要がない。答えは、提案されたメカニズムが物質の分布をどのように区別するかに依存する。

体のサイズはそれ自身の困難を追加します。仮説ノイズがオブジェクト全体にわたって一貫した場合、その様々な部分の貢献は一緒になる可能性がある。相関長がサイズに比べて小さい場合、異なる領域が異なる反応を開始します。複雑な質量構造を一つの点に置き換えると、予測が変化する。詳細な計算の前にも実用的な結論が得られる:実験の展望表は、質量を持つ一つのカラムではなく、密度と形状に関する情報を含むべきである。原子数に基づくランク付けは結果を報告するのに便利だが、次の実験を選択するには不十分である。

ここでは、測定地形との単純なアナロジーが役立ちます。区別する必要のある不規則さのサイズなしに、定規の感度を評価することは無意味である。量子実験では、このサイズの役割は、特に研究されている影響の相関長によって果たされる。設定が適切な空間スケールを決して越えないプローブは、法則への局所近似しか見ることができない。狭い範囲内のいくつかの異なる物理的依存はほとんど同一になる。反復数が増加すると統計的誤差は減少するが、常にこの幾何学的曖昧さを取り除くとは限らない。



図15。空間実験の四つの特性:質量m、持続時間T、代替dと質量構造μ(r)の分離。体半径Rは、選択肢の中心間の距離とは別に示される。二つの半透明位置は二つの独立した古典粒子ではなく、一つの状態を指す。数値は新しいレコードを報告せず、相関長をフィールド境界として表現しません。

可視度は何を測るか

可視度によってほぼ正弦波干渉信号を特徴付けるのが便利である:最大値と最小値の間の差の比率。この値は、通常の正の信号を持つ零と一の間にあります。光と暗い領域の交互性や高低の登録周波数がどれほど顕著かという疑問に答えます。それ自体では、それは弱化の理由を説明しません。不完全な準備、速度の広がり、位相変動、粒子損失、およびコヒーレンスの物理的破壊は、異なる方法で、時には同時に観察されたコントラストを変えることができる。したがって、同じ制御シーケンスに対して参照可視度が必要である。

思考実験では、参照視認性が正確に知られており、指数減衰を一定の速度で書き留めることができる。実際の手順では、参照視認性も測定またはエラーで計算されます。分岐の分離が時間とともに変化する場合、軌道の各部分が損失の共有に寄与する。枝間の最大距離は移動履歴を置き換えません。同じ最大分離に達する二つの実験は、一つがその状態に残り、もう一つはすぐにそれを通過するため、非常に異なる損失を蓄積する可能性がある。この差は、データと比較する前にモデルに含める必要があります。

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$-\ln \frac{V}{V_0} = \int_0^T \Gamma(d(t))dt.$$

(7.1) 第一公式は、適切な干渉信号の可視度を決定する。第二に、時間局所速度モデル Γ が適用可能で、参照可視度V_0が正しく定義されている場合、与えられた分離軌道d(t)に対する追加の減衰を記述する。これは動作近似であり、すべてのオープンシステムの普遍的特性ではない。

効果の不在が結果になる過程

モデルは干渉のほぼ完全な消失を予測し、機器は一貫して顕著なコントラストを観察する。背景と準備がチェックされると、関連するモデルパラメータを除去できます。これは意味のある答えであるが、新しい粒子や力は発見されていない。私たちが探しているメカニズムは、あり得ないものです。しかし、負の結果は条件付き形式を持ち、パラメータ範囲はノイズ、質量分布、時間ダイナミクスに関する特定の仮定の下で除外される。そのような定式化を「収縮はない」という声明で置き換えることは、得られた知識のほとんどを失うことを意味します。

別の方法は、提案されたメカニズムの副作用を使用する。三月 2026 では、XENON コラボレーションは XENONnT データの自発的な X-線放射の探索を発表した。有意な信号は検出されず、

連続自然局在化(CSL)とダイオーシーペンローズ(DP)モデルの研究マルコフ変種に新たな制約が確立されている。CSLでは、信頼度レベル90 %における制限 $\lambda / r_C^2 < 3{,}0 \times 10^{-3}\ \mathrm{s^{-1}\ m^{-2}}$を得た。この極限の形式は、約$10^{-5}$m以下の相関長rCに対して適用可能である;この結論は、使用される白色ノイズと採用される放射線モデルに関連する。再計算せずに任意のスペクトルに転送したり、すべての客観的収縮の例外であると宣言することはできません。[16]

放射線の計算も物質の内部構造に依存します。ゲルマニウムとキセノンのためのマンティらによるプレプリントは、予測される放出の低エネルギースペクトルを変える原子相関を調べた。領域 1–100 keV では、光子エネルギーに逆比例する単純な依存性は、もはや特定の物質の計算を置き換えない。これは収縮の検出ではなく、信号モデルの理論的洗練であり、新しい数値極限を得るためには実験データの再処理が必要である。[68]

このような結果は、さらなるモデリングに規律を必要とする。パラメータがすでに除外されている美しい数値の例は、これが明確に示されている場合、教育的なイラストとして受け入れられます。実際の発見を予測するには、選択したバージョンのモデルの現在の制限と互換性のある領域から始める必要があります。さもなければ、計算が効果を探しているためだけに紙に高感度が表示されます。利用可能なパラメータ領域をチェックすると、新しいインストールのパワーが約束されます。

説明を比較する実験

よく設計されたテストは、同じエントリの複数の説明を比較する。第一は、従来の量子力学、媒体および装置を含む。二番目は、基本的なダイナミクスに一定の変化を加えます。同時に、それは第三のものを考えると便利です:通常の背景のより完全なバージョン。追加のパラメータが記述を改善した場合、これは新しいメカニズムまたは元のモデルが貧弱すぎることを示す可能性がある。残差の小さい別のプロットでは、これらのケースの中から選択することはできません。

したがって、実験プログラムは事前に条件の変化を含む必要がある。圧力の低下は、仮定の一セット、温度の変化、および質量の再分布を三分の一テストします。すべての変更が便利になるとは限らないが、物理的に独立した変更は特に価値がある。彼らは説明に同じ基本的なパラメータを維持しながら新しい予測を強制する。重ね合わせ境界が存在する場合、そのようなチェックシステムで一貫して表示されなければならない。次の章では、この要件に適用可能な法律を定義します。

自由度と検証方法を比較する

実験プラットフォームの表は、同じ単語が同じ測定タスクを表す場合にのみ有用である。振動モードの質量、分子の全質量および干渉計内の原子の質量は、異なる記述対象を指す。あるモードでは、効果的な質量と座標振幅が重要であり、分子ビームの場合 - 質量の分布と質量中心分離の歴史。内部スピン重ね合わせ自体は空間質量密度の差を決定付けるものではない。したがって、表の各行は、記録的な数の原子ではなく、自由度で始まる。

一つの公開したMUSCLE測定セットは、2025年四月22日からのナトリウムクラスターの二つ目のグレーティングパワースキャンである単一の数値参照として使用される。出版は2026で公開され、データの記録日と記事の日付は異なる出来事を示している。同じインストールの別のモードからの情報は、選択したセットのパラメータを置き換えません。この選択により、軌道計算、サンプル処理、モデル制約を単一のソースにリンクすることができます。[15, 63]

プラットフォームタイプを比較するには、どのテストが可能かを示すのに十分です。ビーム干渉計は透過粒子の空間的干渉を直接試験する。浮上する機械的物体は、移動と加熱の詳細な制御を可能にしますが、接地状態を達成することは、二つの広く分離された枝を準備することと同じではありません。相関する機械的ノイズは、別の観測チャネルを開き、独自の幾何学の考慮を必要とする。これらの可能性は互いに補完し合い、一つの選択したモデルの予測に基づいて比較されるべきである。[20, 29]

ホーム	観察値	空間テストに必要なものは?
原子干渉計	質量移動の中心の位相とコントラスト	イベントの分離履歴、持続時間、相互作用および頻度
分子とクラスター	透過粒子とフリンジ高調波の分布	質量、形状、速度、格子光物理学と損失
レビテーションオブジェクト	振動座標, 運動スペクトル, 加熱	特定の動作状態;干渉のために - 準備し、枝をまとめる
関連機械システム	一般相関と差分相関	マスフォームファクター、間隔、機械的応答と共通の背景

選んだ測定データの記録票

もとの表とプログラムの記述から、格子間距離 0,98375 m、周期 133 nm、平均速度 158 m/s とそのガウス分布の幅 9 m/s を用いる。質量フィルターの公称中心は 170 kDa である。公表された質量スペクトルを、著者が採用した窓の範囲で重み付けすると、168,940 kDa になる。この数値は、公開コードにおける特定の選別規則に対応する。論文本文に記された有効な中心 172 kDa は、そこでの分布の記述に対応している。これらの値を、一つの計算の中で断りなく混同してはならない。第十二章の再現では、公開アーカイブの入力を一貫して用いる。[15, 63]

これらのパラメータでは、de Broglie波長は14,949 fmであり、Talbot波長は1,18327 mである。最初のグレーティングと三番目のグレーティング間の飛行は12,4525 msまで続きます。これは干渉計内の個々の粒子の進化時間であり、一つの位置における二番目のカウントの蓄積またはシリーズ記録の全持続時間と一致しない。デコヒーレンスと統計的誤差を計算するには、これらの三回を分離する必要があります。

対称干渉計の調和的説明において、最初の高調波の特徴的な最大分離は hL/(mvd) である。選択した入力は 110,574 nm です。格子周期 133 nm は幾何学スケールとして機能し、この計算された分離を自動的に置き換えない。後者は質量と速度に依存するため、完全な計算では信号は分布上平均される。一つの単色例は次元のチェックに有用であり、最終的なマクロ度推定は公開平均値を用いる。

表中の半径 4,101 nm は、971 kg/m³ のバルクナトリウム密度を持つ均質な球について計算される。各粒子の形状は独立した測定ではありません。圧力と温度は、インストールの説明と記事への補足から取られます。チャンバー内の気体は室温付近であり、クラスターの内部温度は約80 Kと推定される。[64]

公開されている表には、41 位置を対象とする 95 走査があり、刻みは 15 nm、各位置の記録時間は一秒である。合計は 3895 秒、すなわち正味の積算時間で 64,92 分になる。これには移動、調整、排気、独立した校正の時間を含めない。記録したのは 10 772 714 カウントである。格子を入れない対応する基準信号に対する割合は 0,13612 となる。これは測定経路全体の相対透過率であり、検出器の絶対量子効率ではない。

最後の違いは、完成した仕様が何であるかを示しています:番号はそれを取得する手順と解釈の限界とともに与えられます。未知損失を含む場合、絶対効率の欠落は二つの値を分割することで回復できない。モードの比較では、正規化された応答が十分である可能性がある。新しい施設の性能を予測するために、追加のフローと検出器の測定が必要である。

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{mv}$$

$$L_T = \frac{d_g^2}{\lambda_{\mathrm{dB}}}$$

$$T_{13} = \frac{2L}{v}.$$

(7.2) d_g は格子の周期、L は隣接する格子間の距離である。添字 13 は、第一格子から第三格子までの飛行を表す。選んだ入力では、T_{13} = 12,4525 ms となる。

$$\Delta x^{(1)}_{\mathrm{max}} = \frac{hL}{mvd_g}$$

$$R = \left(\frac{3m}{4\pi\rho_m}\right)^{1/3}.$$

(7.3) 第一の式は、第一の高調波の特徴的な分離を規定し、第二の式は、仮定された一様密度 ρ_{m} における半径に質量を変換する。これらは異なる幾何学的特性である。

パラメータ	意味	由来
名目質量	170 kDa	アーカイブ内のマスウィンドウ [63]
重みづけ後の質量	168,940 kDa	公開質量スペクトルからの計算
速度とその幅	158 と 9 m/s	オープン解析入力 [63]
期間・距離	133 nm; 0,98375 m	同じ設定の入力 [63]
G_1からG_3までの時間	12,4525 ms	2L/v
室圧	9×10^{-9} mbar 未満。計算では 9×10^{-9} を用いる。	動作モードの説明 [15, 64]
Gas /クラスタ	300 K / 約80 K	体温が異なります [64]
球形	半径 4,101 nm	密度 971 kg/m³-仮定

パラメータ	意味	由来
記録容量	3895 測定位置；10 772 714 カウント	直接ファイルカウント [63]
正味の積算時間	3895 s	登録時間の合計; 完全実験時間ではありません。

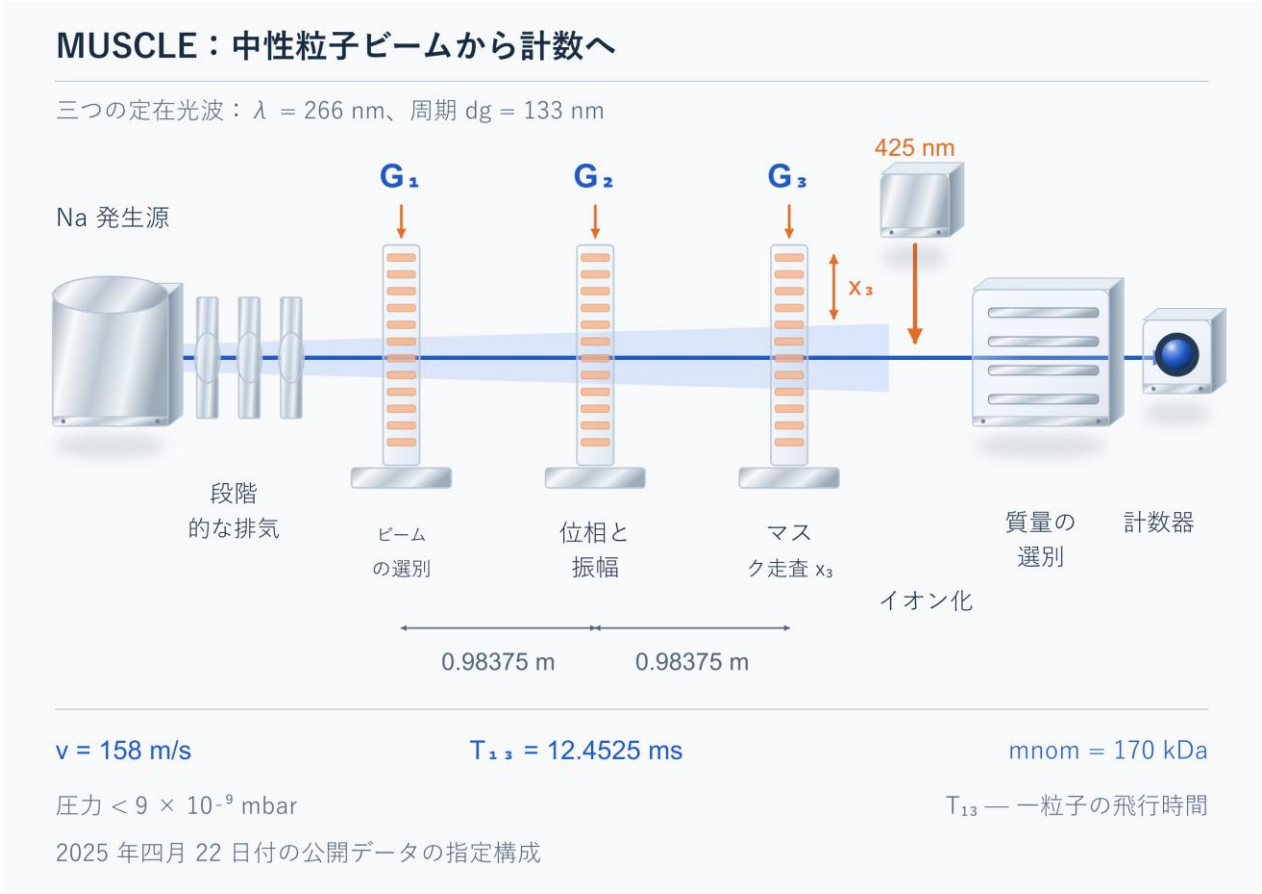


図16。ナトリウム実験の測定パス:中性クラスターは、133nmの周期で三つの定在紫外線を通過します。ダイアグラムは機能的で、スケールアップではありません。仕様値は、選択した公開セットを指します。粒子の飛行時間は、カウンタの蓄積時間と異なります。データ[63]と説明[15]に従って。

明示的なモデルによる制約の地図

空間試験では、強度λと長さrCの平面に境界を構築することが有用である。そのような写像上の各点とは、与えられた力学の修正を意味する。同じ視認性の限界は通常、異なる長さで大幅に異なる制限を与える:小さなスケールでは体の構造が重要であり、大規模では近い枝の識別が不十分である。したがって、この写像は任意の rC に対して特異数 λ よりも有意である。

透過的な例として、質量比例マルコフ CSL、仕様パラメータを持つ均質球面、および参照コントラストの少なくとも78%を維持する状態をとる。後者の値は、インターフェロメトリック比較のための補足材料で使用される。ここでは、第一高調波と有限半径を持つ明らかに制限された単色設定に転送される。結果の行は公式によって再現される感度推定であり、すべてのキャリブレーションの完全な処理を繰り返すことで得られる新しい信頼限度ではない。[17, 64]

rC = 100 nm の場合、この定式化は、指定した条件の境界で、λ が約 7,51 × 10^{-9} s^{-1} となることを与える。規格化の基準質量は、一ダルトンである。この数値は、選んだ軌道で、追加の減衰指数 −ln(0,78) を与える強度はいくらか、という問いに答える。その強度が検出されたという意味ではなく、誤って排除する確率を定めるものでもない。

同じ図は、信頼度レベル90%で公開されたホワイトノイズバウンドXENONNT $\lambda / rC^2 < 3{,}0 \times 10^{-3}$ s^{-1} m^{-2}を示しています。このモデルにおけるその大きな剛性は、干渉計を不必要な実験にしない: 観察チャネルはメカニズムの異なる発現を試験し、異なる周波数仮定に依存する。スペクトルが変化すると、放射線および干渉反応を再計算しなければならない。二行の統計ステータスは異なり、別々に表示されます。[16, 24]

関連する制約と互換性のあるモデル空間で将来のプロトコルを設計することは理にかなっています。トレーニング計算が明瞭さのためにより強い効果を使用する場合、その振幅はシミュレーションパラメータのままである。達成可能な基本的なテストを主張するには、スペクトル、身体、軌道、および使用されるすべての可観測値の一般的なモデルが必要である。

$$\lambda_{\max}(r_C) = \frac{-\ln R_{\min}}{K(r_C)}$$

$$R_{\mathrm{CSL}} = e^{-\lambda K(r_C)}.$$

(7.4) K(rC)は、選択した質量カーネルを軌道に沿って統合することにより計算される。ここで、Rmin = 0,78は、独立レベルの統計的意味合いではなく、図示線に対して明示的に受け入れられる条件である。

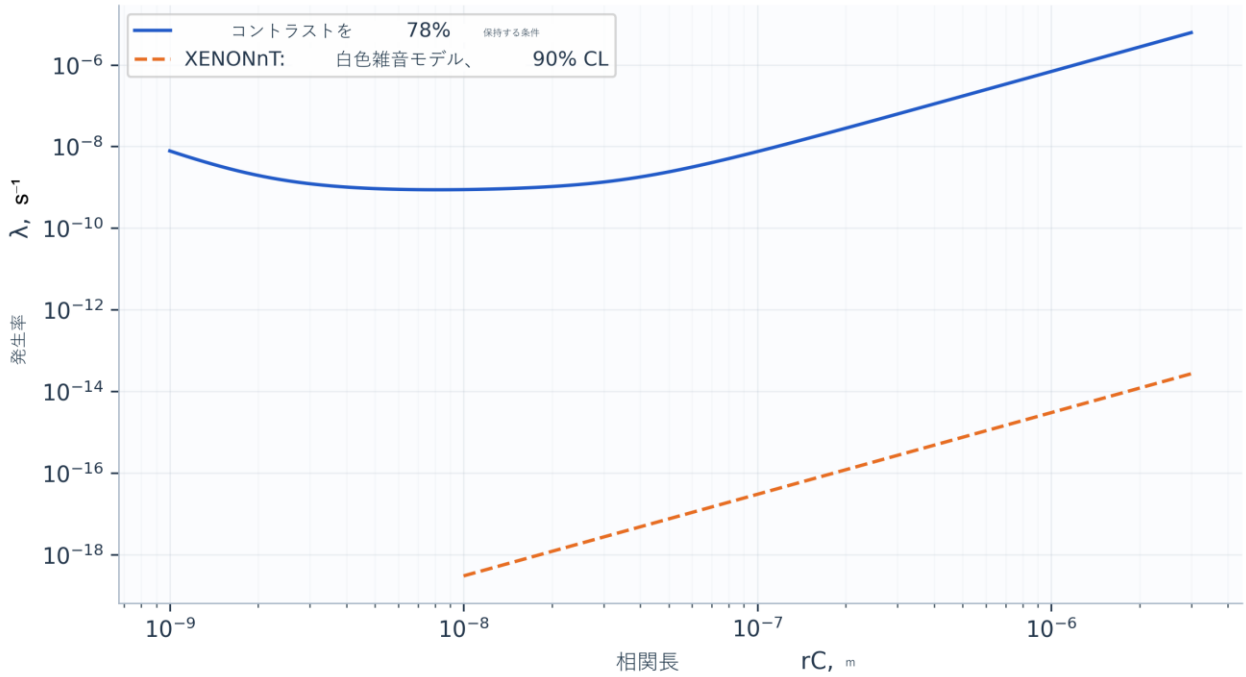


図17。仕様ジオメトリと公開境界XENONnTのための計算された条件R ≥ 0,78。第一行は図示的であり、第二行は宣言されたレベル 90% CL を持ち、どちらも指定されたホワイトノイズモデルに属する。これらの線は任意のスペクトルに転送できない。[16, 64]

プラットフォームを比較することは、幾何学、タイミング、登録モデルを伴う場合、意味を持つ。選択されたナトリウムセットは、生の測定値のメディア評価と再分析を行う。これにより、推論の各ステップをチェックし、公開測定、モデルキャリブレーション、計算結果の区別を維持することができる。

第 8 章 客観的収縮のモデル

客観的収縮は、空間的代替手段の集合の減少が、誰かがデバイスを見ているかどうかに関係なく機能する物理的法則によるものであることを示唆している。このような仮説は、ダイナミクスとパラメータを指定すると検証可能である。位置の自発的な選択について話すだけでは十分ではありません:どの状態がローカライズされているか、どのくらいの速さとエネルギーに何が起こるかを説明する必要があります。異なる答えは異なる理論につながるが、一般的な博覧会ではしばしば一つの名前で分類される。

運動法則のどこが変わるか

通常のユニタリ開発は、クローズドシステムの純粋な状態をある形式から別の形式に転送し、その規範と純度を保持する。収縮モデルは、特別なダイナミクスを追加します。個々の状態のレベルでは、それはランダムで非線形であり、平均化の後、密度行列に対する線形方程式を与えることができる。これら二つの記述は異なる質問に答える。第一は、特定の条件の予測履歴を説明します。第二は、多数の反復から結果の周波数を計算することができます。説明なしでは交換できません。

ギラルディ、ピアール、リミニの 1990 年の研究では、同種粒子の対称性と両立する確率的な発展によって、連続自発局在化が定式化された。目的は、従来の微視的な予測を保ちつつ、一部の巨視的な重ね合わせを急速に抑えることだった。これは出発点となる理論的な構成であり、実験で確立した機構ではない。標準とは異なり、それゆえ検証可能な普遍的な動力学を提案する、という、研究にとって重要な可能性を示している。[21]

このようなモデルを読む場合、三つのレベルのステートメントを区別することが有用である。密度行列の法則は、観測されたアンサンブル確率を決定する。個々の状態に対する追加のルールは、イベントの期待されるパターンを決定する。最後に、この画像と単一の知覚結果との接続は、それ自体の議論を必要とする。この計算は、対角線外要素の減衰を証明しているが、三つのレベルすべてを一度に証明したわけではない。そのような警告はモデルを無効化しません。どの問題が真に解決されているかを確認するのに役立ちます。

空間局在化の二つのパラメーター

CSLの質量比例版では、強度λと長さr_Cを分離することが便利である。第一に基準質量の周波数スケールを設定し、第二に機構の空間分解能を設定します。もし二つの選択肢がr_Cとほぼ同じなら、その影響はほとんど区別されません。分離が十分に大きい場合、識別性は飽和する。r_Cよりも次元が小さいコンパクトな天体の場合、この法則は核子の参照質量に対する物体質量の比率の二乗を含んでいる。この有効形式と衝突式デコヒーレンスとの接続は Nimmrichter らによって明示的に議論される。[17]

λ は、逆時間の次元を持ち、質量比は無次元であり、指数の引数も無次元である。したがって、Γ は本当にレートです。分離をゼロにすると、それはゼロになる: 位置の決定は空間的局所化によって区別できない。分離が小さい場合、指数関数の拡大は距離の二乗を与える; 分離が大きい場合、それは一定の限界を与える。これらの特性は、一つの係数を記憶するよりも有用である:新しい計算ですぐに多くのエラーを検出する。

$$\Gamma_{\mathrm{CSL}}(d) = \lambda\left(\frac{m}{m_0}\right)^2\left[1 - \exp\left(-\frac{d^2}{4r_C^2}\right)\right]$$

$$R \ll r_C.$$

(8.1) ここで m はコンパクトな剛体の質量、m_0 は核子の選択した参照質量、d は空間的代替物の分離である。この式は、ホワイトノイズを持つ特定の質量比例CSLを指す。R は体の大きさを特徴付け、拡張対象の場合、この近似は質量密度に基づく計算に置き換えられる。

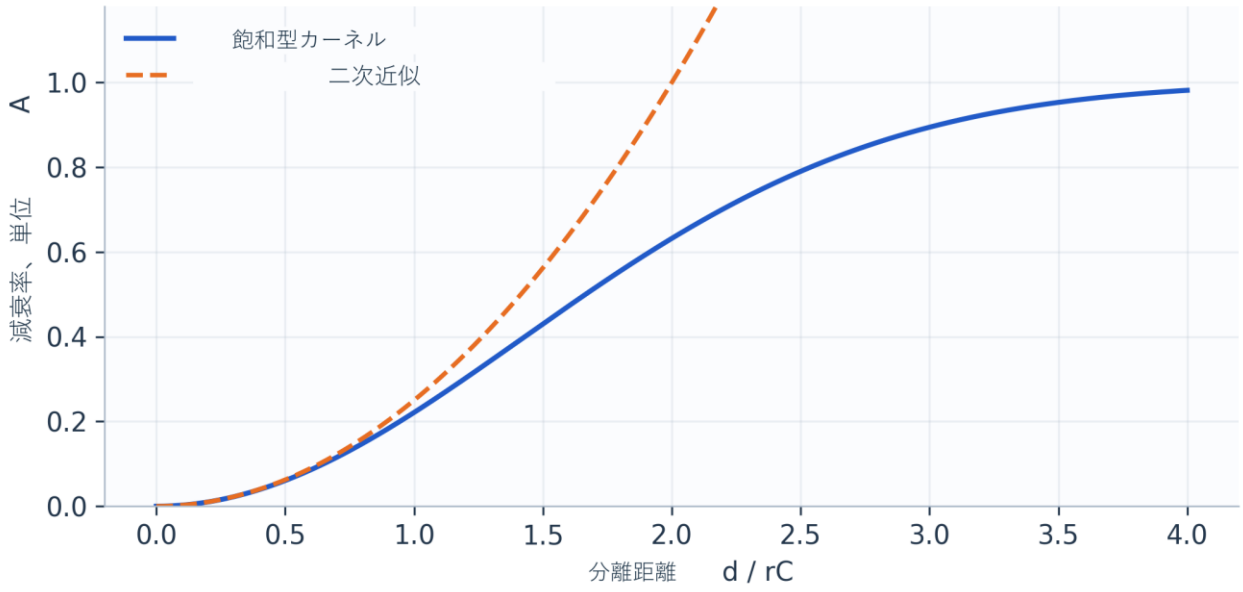


図18。コンパクトな空間モデルは二次的振舞いから彩度に移る。二次近似は小さなd/Rに対してのみ適用できる。

物体の形状が理論に入る理由

実物は空間に分布する質量を持つ。等しい質量の二つの体は同じ中心を持つことができるが、異なるシェル、ボイドおよび内部層を有する。モデルがスケール r_c における物質の分布に敏感であれば、これらの場合を区別しなければならない。計算に便利な言語は、質量密度の空間的フーリエ変換である。オブジェクトが与えられたサイズの不規則性を含んでいることを示しています。各不均一性の重みは、モデルの相関核によって決定される。この計算は、フォームファクターを考慮に入れて呼び出されます。

エッジケースのテストは簡単な制御を提供します。ボディサイズがゼロになる傾向にあるため、フォームファクターは総質量になり、積分はコンパクトな公式を返す必要があります。大きな体の部分が離れて移動するとき、それらの相互相関の寄与は、距離が対応するスケールを超えると正しく消えるべきである。単に点結果を原子の数で乗算しても、この手順は置き換えられない。原子の数と総質量の二乗は、貢献の一貫性に関する異なる仮定から生じる。

この違いは、実験設計の機会を開く。幾何学の変更は、研究中の信号をほぼ一定の総質量で変化させることができる。しかし、同時に機械的なモードや表面との相互作用、外部フィールドへの感度も変化します。これは、幾何学的利得が変更された背景とともに評価されるべきであることを意味する。形式的収縮項を最大化する対象は、必ずしも通常の物理学と最も説得力のある比較を提供するものではない。

そのような計算を検証するために、質量密度と選択したフーリエ変換規約を明示的に指定することができます。以下の表記法では、波動ベクトル k は逆長の次元を持ち、変換された密度は質量の次元を持つ。ガウス重みは空間的不均一性を小さすぎるスケールで抑制する。コサイン乗算器は、元の分布とシフト分布を比較する。点極限では、変換された密度は m であり、通常のガウス積分は前のセクションから公式を返す。これは実装の便利な分析テストです:積分の正規化におけるエラーはすぐに点制限に違反します。

$$\tilde{\mu}(\mathbf{k}) = \int d^3 r \mu(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}.$$

(8.2) μ(r) は剛体の質量密度である。積分の前に規格化係数を置かない変換を採用している。μ˜(0) = m となる。

$$\Gamma(\mathbf{d}) = \frac{\lambda r_C^3}{\pi^{3/2} m_0^2} \int d^3k e^{-r_C^2 k^2} |\tilde{\mu}(\mathbf{k})|^2 \left[1 - \cos(\mathbf{k}\cdot\mathbf{d})\right].$$

(8.3) 最終幾何学は、指定された質量比例CSL規則における質量形式係数を通じて実現される。一つの剛体の二つの同一方向のコピーが、転送dで異なって考慮される。異なる向きの重ね合わせに対しては、分布の違いをより一般的な計算が必要である。

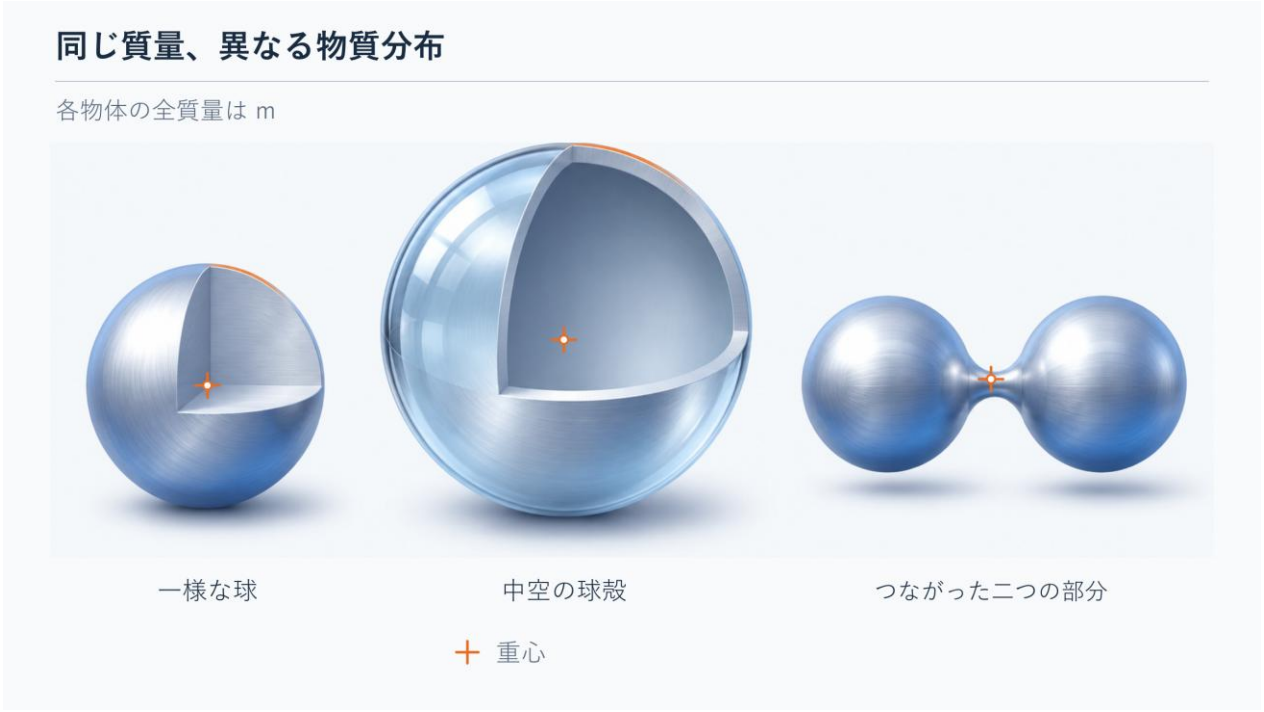


図19。一つの総質量 m の三つの可能な分布: 一様球面、中空殻、二つの連結コンパクト部分。オレンジ色のマークは、全身の塊の中心を示します。カットは、物質の除去を暗示することなく、条件付きで構造を明らかにする。構造の寸法と密度は異なり、等しい質量では外径や密度が等しくない。シーンは、計算されたフォームファクタではなく、ジオメトリを示しています。

同じアンサンブルの二つの経緯

個々の歴史とアンサンブル法則の違いは、空間積分のない二段階系で見ることができる。H = 0 と B は有界な次元を持たない自己随伴作用素である。特定の数値に対して、固有値 ±1 を持つ B=Z を取る。パラメータ κ は正であり、逆時間の次元を持つ。二つの正規化確率進化を比較する。

最初の進化では、ノイズは一元的に位相を変える。定数 B での正確な解は $\exp(-i\sqrt{\kappa}\, B\, W_t)|\psi_0\rangle$ に等しい。確率記法では、決定論的項 $-\kappa B^2 dt/2$ が現れるが、各有限変換はユニタリである。

伊東の法則を使用する場合、二次変分 dW^2 の寄与は順序 dt である。この用語がなければ、標準は誤って変化するでしょう。

第二の進化では、ノイズは現在の平均b_tからBの偏差を乗算する。平均は同じ個々の正規化波動関数から計算されるため、方程式は非線形である。このタイプの確率方程式は、特に理想的な連続測定を記録することによって引き起こされる状態に対して生じる。記録,条件状態と平均方程式の関係は連続測定文献で詳細に開発されている。[57]

個々のプロジェクターを$P = |\psi\rangle\langle\psi|$で示します。dPを計算するときは、$d|\psi\rangle\langle\psi|$, $|\psi\rangle d\langle\psi|$, $d|\psi\rangle d\langle\psi|$の三つの用語を保持する必要があります。後者は$dD^2$を含み、dtの順序の通常の寄与を与える。どちらの方程式も、還元後の決定論的部分は $\kappa(BPB - \{B^2,P\}/2)$ である。二番目のケースにおけるb_tとの用語は、この部分で正確にキャンセルされます。

確率的な部分は異なるままです。ユニタリの場合、それらは条件付きの場合 $-\sqrt{\kappa}(BP+PB-2b_tP)dW$ に、整流子 $-i\sqrt{\kappa}[B,P]dD$ を含む。ウィナー増加の物理確率測度で平均すると、その平均寄与率はゼロとなる。したがって、両方の構造は同じ線形運動方程式を持つ同じ行列 ρ を与える。

アンサンブルダイナミクスの平等は、個々のストーリーを等しくするものではない。最初の進化において、B の固有状態占有確率は変化しない。第二に、エントリは徐々にこれらの状態を区別し、条件付き占有確率を変更する。単一のリンドブラッド方程式の下での確率的記述の曖昧さは、ホフマンとドロッセルによって考慮される空間運動のモデルにも現れる。[28]

$$d|\psi\rangle = \left[-\frac{\kappa}{2}B^2dt - i\sqrt{\kappa}BdW\right]|\psi\rangle.$$

(8.4) 伊藤形式のランダムなユニタリ位相。W は真のウィーナー過程であり、数学的期待 dW はゼロである。

$$d|\psi\rangle = \left[-\frac{\kappa}{2}(B-b_t)^2dt + \sqrt{\kappa}(B-b_t)dW\right]|\psi\rangle$$

$$b_t = \langle\psi|B|\psi\rangle.$$

(8.5) 規格化された非線形の確率的な発展。連続測定モデルで W が表すのは、条件付き平均を引いた後の、記録のランダムな残差であり、計器の直接の読取りそのものではない。

$$\dot{\rho} = \kappa\left(B\rho B - \frac{1}{2}\{B^2,\rho\}\right) = -\frac{\kappa}{2}[B,[B,\rho]].$$

(8.6) 両方の構造の一般的なアンサンブル方程式。特定の制限の下で伊藤の積の公式によって取得されます。

占有確率が異なっても可視度は一致する

初期状態を|+⟩とB = Zとする。ランダムなユニタリ位相では、各履歴におけるパスゼロの確率は1/2のままである。経路間の相対位相は、W_tに比例する量によって変化する。分散 t を持つガウス量に対する平均 $\exp(-2i\sqrt{\kappa}\ W_t)$ は、$\exp(-2\kappa t)$ を与える。したがって、個々のストーリーがパスの一つを選択することはないが、アンサンブルの可視性は消える。

第二の進化のために、それはz = ⟨Z⟩に従うことは便利です。確率方程式の直接的な応用は、$dz = 2\sqrt{\kappa}(1-z^2)dD$を与える。平均 z に決定論的シフトはない。しかし、個々の軌道は+1や−1の周りの領域に行き、ノイズ係数が小さくなる。これは二つの固有状態のうちの一つにおける条件付き優先集団に対応する。

この例では、測定で Z の固有状態は変わらない。記録の分布は、時間の離散化誤差なしに生成できる。無次元の時間 $\tau = \kappa t$ で、確率 1/2 ずつの補助的な符号 h を選び、$Y(\tau) = 2h\tau + B_\tau$ とする。ここで、B_τ は、分散 τ のウィーナー過程である。条件付きの z は $\tanh(2Y)$ となる。h は、測定記録の厳密な分布を標本抽出するために使う符号である。量子系における、証明済みの隠れた物理変数として導入するのではない。

$\tau = 1/2$では、両方の構造の総アンサンブル視認性は$\exp(-1) \approx 0{,}367879$に等しい。$\tau = 1$ では、$\exp(-2) \approx 0{,}135335$ に等しい。上記の計算では、これは各タイプの160 000独立実装に対して四回個別にテストされる。図は、異なる条件付き占有確率と一致するアンサンブル予測を示しています。それは与えられた法則のシミュレーションを表します。

特定の測定記録にアクセス可能な条件付き軌道手段を観察し、システムとの関係のモデルを受け入れる。エントリが削除された場合、同じ ρ が残ります。記録が利用可能であれば、観察の構成は変化し、システムと記録の共同統計を比較する必要がある。したがって、異なる確率経路を示すことは測定問題に対する新しい解決策ではなく、客観的収縮を証明しない。一つのアンサンブル方程式に欠落している追加の構造を示す。

空間モデルの場合、結論は記述の要件として転送される: ローカライゼーション演算子、個々の進化の規則、利用可能な観察に名前を付ける必要がある。二段階計算は質量比例CSLに取って代わるものではなく、アンサンブル法則から個々の事象に関する記述への論理的遷移をチェックすることができる。

$$dz = 2\sqrt{\kappa}(1 - z^2)dW$$

$$z(0) = 0$$

$$p_0 = \frac{1+z}{2}.$$

(8.7)H = 0における連続測定Zのための条件付き占有確率。ランダムなユニタリ構造において、zは同じ初期状態に対してゼロと等しくなる。

$$\rho(t) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & e^{-2\kappa t} \\ e^{-2\kappa t} & 1 \end{pmatrix}$$

$$V(t) = e^{-2\kappa t}.$$

(8.8)コインシデントアンサンブル行列。その対角線は一定であり、オフ対角線要素は両方のモデルで崩壊する。

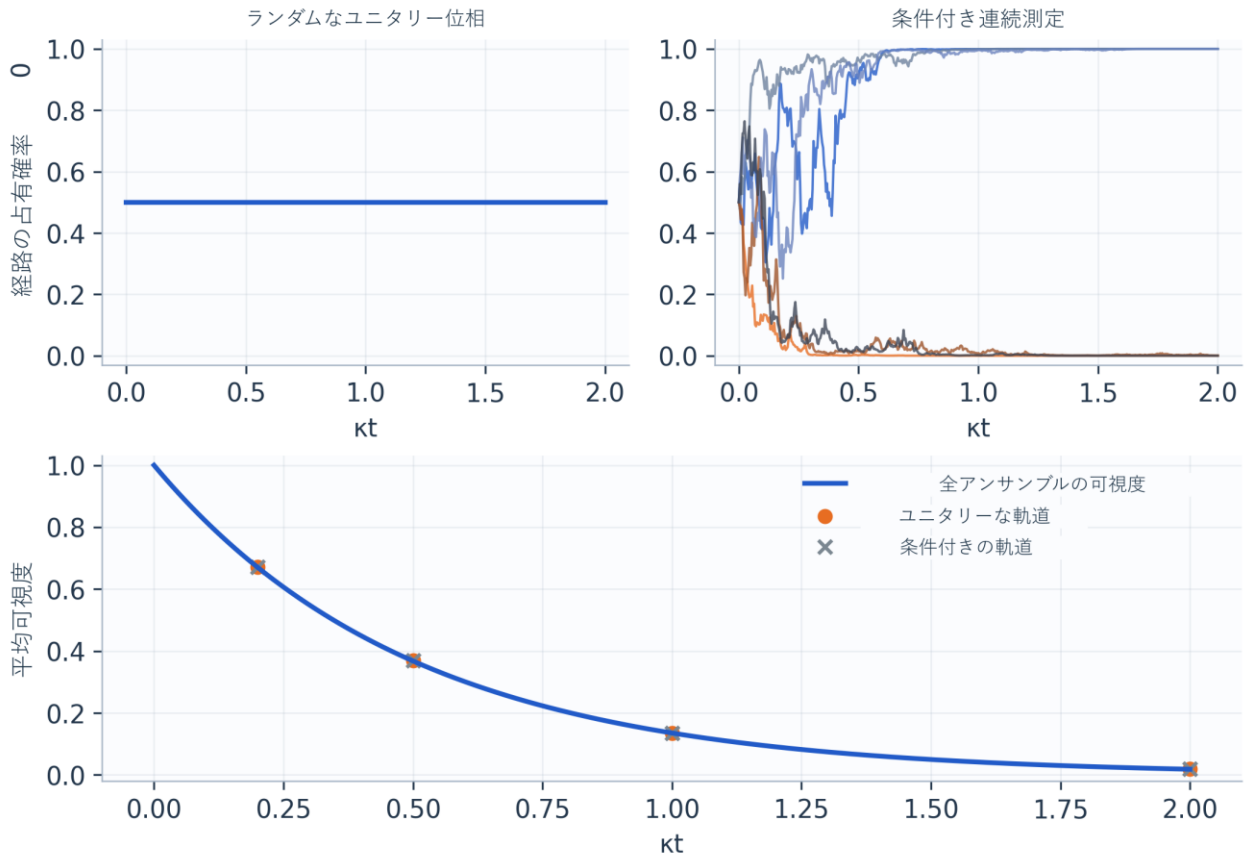


図20。異なる個々の記述は一つのアンサンブルを与える。ランダムなユニタリ位相の場合、パスの占有確率は変化せず、条件付き連続測定では変化する。ボトムパネルは、正確な視認性と独立してモデル化された平均を比較する。これはモデルデータである。

重力に基づく動機とその限界

別の考え方では、重ね合わせの不安定性を、二つの質量分布と、それに対応する重力場の差に結びつける。ディオーシは 1989 年に、質量のゆらぎを重力的な尺度で測る動力学モデルを提案した。ペンローズは 1996 年に、別の論拠を論じた。重ね合わされた幾何学の間で時間発展を対応させる難しさと、差の重力エネルギーに反比例する特徴的な時間スケールである。そこから生じる見積もりが似ているため、両者を併せた名称が広く使われる。ただし、それによって、もとの二つの構成が完全に同一になるわけではない。[22, 23]

$\delta\mu$ によって二つの質量密度の違いを示す場合、そのような差のニュートンエネルギーは二重空間積分によって与えられる。滑らかな密度のために、それはジオメトリの比較を可能にします。物質を点源に置き換える場合、短距離では注意が必要である:短波長貢献は不確かになる可能性がある。したがって、平滑化またはその他の物理的な制限はモデルの一部であり、無害な技術的詳細ではありません。この仮定を変えると、暖房予測や制約が変わる。

エネルギーによる推定時間は、完全な法則を置き換えるものではない。どの確率履歴が実現されているか、どのように確率が更新されているか、あるいは一貫性のある相対論的バージョンがどのように構築されているかを自動では知らせない。研究テキストは、スケール推定または特定の正規化ダイナミクスのみが使用されるかどうかを示すべきである。さもなければ、ある公式は知覚不能にいくつかの異なる仮説を表わし始める。

$$E_G = \frac{G}{2}\int d^3r d^3r' \; \frac{\delta\mu(\mathbf{r})\delta\mu(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

$$\tau \sim \frac{\hbar}{E_G}.$$

(8.9) この表記は、滑らかまたは明示的に正規化された質量密度差に対する一般的なニュートン推定を表す。数値コンベンションとスムージングは別々に指定する必要があります。関係 $\tau \sim \hbar/E_G$ はモデル推定のステータスを持ち、実験的に確立された普遍的収縮時間ではない。

白色雑音と記憶

ホワイトノイズは、時間の経過とともに相関が非常に短く、スペクトル密度が考慮中の周波数範囲で一定である理想化である。これにより、方程式はより単純になるが、仮説の内容は拡大される:同じ法則は実際には非常に異なる周波数を関連付ける。効果が記憶時間を持つ場合、その高周波部は弱くなる可能性がある。そして、一種類の放射線に対して得られる制限は、大幅に低い周波数で機械的運動に自動的に転送されない。

Carlesso, Ferialdi と Bassi は、収縮モデルの非干渉試験が色ノイズのスペクトルに依存する方法を検証した。彼らの研究は、制約を比較する際にスペクトル仮定を明示的に特定する必要性を示している。[24] 任意の合併症がモデルの検証から保護されることは、このことから従わない。追加した機能やスケールはすべてデータによって制約される必要がある。各実験後にスペクトルを自由に再構成できれば、仮説は徐々に予測可能性を失う。

最初の研究プログラムでは、パラメータの数に制限のあるスペクトルの小さなファミリーを選択し、代替家族に対する推論の堅牢性をテストすることが合理的である。結果として生じる制約は、すでに普遍的なステートメントになりますが、検証と再現が可能です。次のステップは、環境の同じように明示的なモデルを構築することです。提案された新しい法律の精度を要求することはできず、同時に「ノイズ」という曖昧な単語で通常の損失源を説明します。

第 9 章 物理モデルとしての環境

新しいダイナミクスを探しているとき、環境を残留カテゴリに変えることは簡単です。望ましい効果を見ることを妨げるすべてのものをノイズと呼びます。基本的な実験ではこれでは不十分です。気体、熱光子、電場および制御不安定性は異なる法則に従って作動する。彼らは異なるパラメータに依存し、異なるレコードを残します。これらの違いを理解することで、干渉を減らすだけでなく、説明が分岐する変化の制御を構築することができる。ここで、量子世界の境界に関する抽象的な問題は、具体的な研究作業に変わる。

粒子の喪失とコヒーレンスの喪失を分ける

設定変更後に登録粒子数が減らせます。これは、残りの粒子が空間的代替物の相互整合性を失ったことを意味するものではない。流れの一部は検知器から逃げたり、壁と衝突したり、電荷を変えたりできる。異なる設定では、粒子数はほぼ同じかもしれないが、ランダムな位相シフトのために干渉は弱くなる。三つ目の可能性は、速度分布が拡大し、異なる干渉パターンが平均化時にもはや一致しないことである。これらのケースは異なる修正を必要とし、異なるテスト予測を生成する。

したがって、準備、完了、生存、最終的な読み出しといった登録プロセス全体をモデル化するのに役立ちます。解析が完成させる粒子だけを使用した場合、選択も物理モデルの一部となります。例えば、衝撃により速度や寸法がより強く取り除かれることがあります。残りのアンサンブルは元の分布を表しなくなった。一つの一般的な可視性に適合すると、収縮はサンプル組成の変化に起因する。これは稀な論理的微妙さではなく、条件付き統計の一般的な結果である:結果は分母にどのイベントが含まれるかに依存する。

計算モデルでは、そのような差を人工データでテストすることが便利である。まず、明らかに普通の物理学と既知の損失機構が特定される。このデータは、簡単な手順で処理されます。この手順が零でない基本パラメータを確実に返すと、解析問題が検出される。それは修正される必要があり、新しい理論との誤った効果によって説明されない。このようなテストは、期待が特定のスケジュールにまだ結びついていない実際のデータを受け取る前に特に有用である。

情報の伝達としての衝突

気体分子は、散乱後の状態を通じて物体の位置に関する情報を運び出すことができる。周囲のガスを登録しない観察者には、これは空間コヒーレンスの減少として現れる。2003 Hornbergerらは、残留ガス圧の増加とフラーレン干渉の弱化を測定し、衝突デコヒーレンスとの観測を定量的に相関させた。したがって、環境は実験の制御された物理的参加者として作用し、不都合な結果に対する任意の説明ではなかった。[26]

衝突における運動量移動がランダムであれば、二つの空間的代替手段は異なる相対相を得る。差は、運動量と分離の積によって異なります。非常に小さな分離はそのイベントでほとんど解決されず、大きな分離はほとんど完全に解決される可能性がある。この理由から、環境デコヒーレンスはあらゆる距離で二次的に成長する必要がないことがすでに示されている。二次法則はしばしば、偶発的位置に関する拡張の第一項に過ぎません。

送信インパルスの特性分布関数により、独立したランダムショックのシーケンス全体の結果を表現する。このような記録では、空間速度の飽和は量子力学を変えることなく自然に生じる。この形式は、Vacchini氏の衝突とレビー過程に関する研究で詳細に開発されている。[18]この結論は、研究問題にとって重要である:可視度損失曲線の形状それ自体が影響に根本的な起源を割り当てていない。測定された環境がどのような形を可能にするかを知る必要があります。

冷たいチャンバーの中の温かい対象

壁面温度、気体温度および内部粒子温度は異なる量である。チャンバーが寒く、よく避難しても、粒子は内部エネルギーを蓄え、光子を放出することができます。放射線は媒体の状態を変化させ、位置情報の可用性は、特に波長に依存する。このプロセス全体を、最も近いセンサーから取られた一つの温度に置き換えることはできません。モデルは、どの温度が測定されているか、それが飛行物体の状態とどのように関係しているかを正確に示す必要があります。

ハッカーミュラーらは 2004 年に、熱放射によって C_{70} 分子の干渉が失われることを示した。これは、複雑な物体の内部状態が、観測される空間的コヒーレンスに影響する実験例である。[25] 新たなプロトコルにとって、ここから実践的な要件が導かれる。準備に使うパワーや飛行時間の変更は、空間的な軌道の変化としてだけでなく、熱的な履歴が変わる可能性としても検証しなければならない。

コントロールノブ間の密な接続は特に危険です。枝間の距離を長くするには、より強い光パルスが必要になる。このパルスは粒子を加熱することができ、暖房は発光とコントラストを変える

ことができます。損失と距離はデータに表示されますが、即時の原因は準備に関連しています。追加のシーケンスは、軌道を維持しながら投資したエネルギーを変更するこの曖昧さを壊すのに役立ちます。そのような制御の可能性は設計段階で明確にする必要があります。

位相の不安定性と限定された復元

ランダム位相は平均干渉パターンをほぼ平坦にすることができる。この場合、障害フィールドのレコードが利用可能であれば、個々のトリガーは明確に定義される。この記録を考慮した条件付き処理は、時々コントラストを復元する。復元のポイントは、すでに行われている基本的なイベントを解くことではなく、通常のダイナミクスに関する利用可能な情報を変更することです。しかし、そのような成功は登録された情報源に関連しており、インストール中のコヒーレンスのすべての損失が同じ性質であることを証明していません。

修復の失敗は、まだ客観的な収縮を証明していません。記録の精度が十分でない、制御パルスが遅すぎる、または媒体はアクセス不能な自由度を含む可能性があります。したがって、回復可能性に関する声明は常に許可された行動とその正確性の説明を伴う。閉ループダイナミクスを完全に反転させる理論的可能性と、この反転を行う実験室の実用的能力は異なる問題である。

個々の軌跡をモデル化する場合、言語の精度は特に重要である。同じアンサンブル方程式の異なる確率表現は、波動関数のまったく異なる履歴をペイントすることができる。Hofmann氏とDrossel氏は、モデル粒子をノイズポテンシャルで示した:相コヒーレンスの同じ損失は、異なる表現において同じ局所化を提供しなかった。[28]したがって、縮小パケットのアニメーションは、収縮の独立した実験的証明ではない。

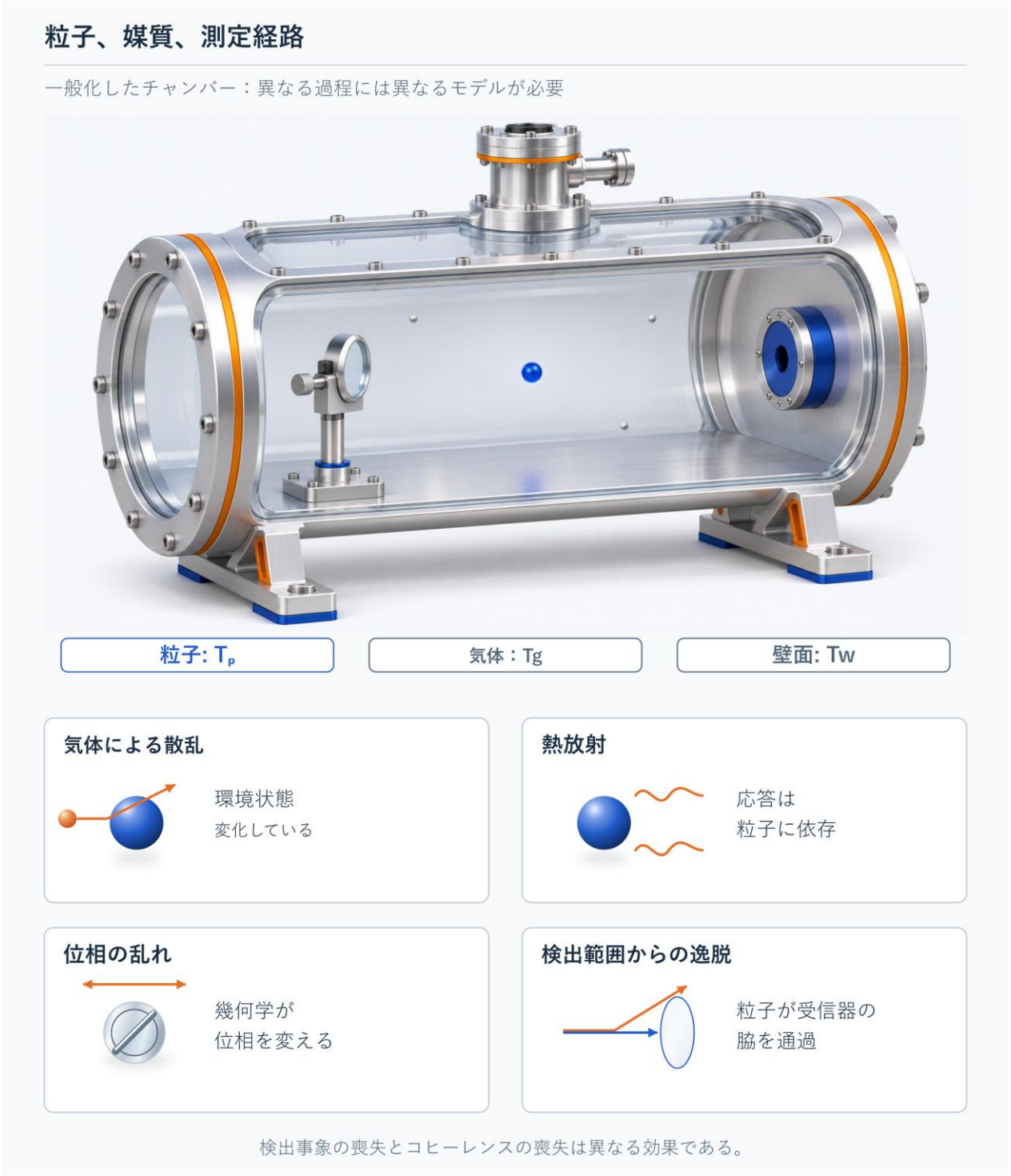


図21。一般化された透明チャンバーは、損失の物理的源と測定経路の一部を接続する。記録領域からの気体散乱、熱放射、位相乱れ及びドリフトを別々に示します。粒子、気体、壁の温度は異なります。衝突は必ずしもサンプルから粒子を除去するものではない。従来の光子波の色は、その波長を決定しません。シーンはMUSCLEの再構築ではなく、定量的予算を設定していません。

背景が検証済みと呼べる条件

検証された背景モデルは、宇宙のすべての可能な影響をリストする必要はない。パラメータが測定される領域を明確に定義し、意図した制御変更に対する正しい応答を提供する必要がある。「残留ガスは無視できる」という声明は、対応する貢献の圧力、組成、不確実性および計算と組み合わせてのみ有用である。同様に、短い記録に視覚的なドリフトがないことは、長いデータセットの間にその欠落を立証しない。モデルは、用語のリストを増やすのではなく、予測をチェックすることでより信頼性が高くなります。

後の分析では、これらの役割を物理エンティティにすることなく、パラメータをいくつかのロールに分離することが有用である。研究中の法律を定義したり、環境を特徴付けるものや登録を記述するものもあります。それらはすべて不確かかもしれませんが、すべてが一つの曲線に自由に収まるべきではありません。いくつかのパラメータは個々の測定によって決定される。残りのものについては許容範囲を設定し、拡張時に出力がどのように変化するかをチェックします。背景への小さな合理的な調整後に結論が消えた場合、それは脆弱であると見なされるべきです。

最後に、背景を減算した後の残りは、エラーを伴う計算の結果でもある。ネガティブであるか、設定間で相関するか、選択した処理方法に依存します。まず、背景を正確な量として扱い、残りの部分を新しい力の直接観察として扱うことはできない。正しい方法は、すべての必須コンポーネントの不確実性を最終的な比較に移すことです。次の章では、特別に選択された測定の組み合わせがこのタスクを単純化し、その能力が終了する方法を示します。

気体の寄与の数値的な内訳

第七章で規定されている構成については、ペダリーノと同僚による作業に対するサプリメントの散乱推定を使用してガス貢献度を計算することができます。これは、圧力、温度、分子の最も可能性の高い速度、およびファンデルワールス相互作用係数C_6の観点から、区別可能な衝突で完全デコヒーレンスの速度を表します。この推定における残留気体組成はモデル仮定である: 著者らは、干渉計室には校正された組成分析器が欠如していると明示的に述べている。[64]

水の分圧を $4{,}6 \times 10^{-9}$ mbar、ヘリウムを $1{,}4 \times 10^{-9}$ mbar、水素を $3{,}0 \times 10^{-9}$ mbar とする混合気体を用いる。その和は、計算で採用した動作圧力の上限の見積もり 9×10^{-9} mbar に等しい。係数 C_6 は、出典に示された静的分極率を使い、スレーター・カークウッド近似で計算する。分極率は、ナトリウム原子当たり 9,4 Å³、水は 1,5 Å³、ヘリウムは 0,2 Å³、水素は 0,8 Å³ である。この見積もりに用いる電子数も、出典で固定されている。

168,940 kDaの質量と12,4525 msの飛行時間により、計算はそれぞれ8,339 s⁻¹、1,804 s⁻¹および7,979 s⁻¹のレートを与えます。それらの合計は18,122 s⁻¹に等しく、総コントラスト保存乗数は0,79798である。補足的な材料からの0,79の周りの推定に近いことは単位およびスケールの点検として役立ちます。最後のパーセンテージの違いは、新しい効果として解釈されるべきではありません:そのような計算における質量、速度および組成は、はるかに重要な物理的仮定で与えられる。

独立したポアソン散乱チャネルが採用されているため、料金は上昇します。一方、視認性乗数は乗数である。これは二つの表現において同じ法則である: 積の対数は、各機構を別々の寄与に変換する。どのパラメータが最も最終損失を変更するかを示すので、この表現は予算にとって便利です。

低い部分的な圧力で水素は水に匹敵する貢献をします:気体の密度だけでなく、分子の速度も重要です。したがって、一つの真空計からガス補正が知られていると結論付けることはできません。採用した散乱モデルの組成と適用限界を知る必要がある。後者は衝突する粒子が検出角度に留まると仮定し、検出器がそれらを除去した場合、アンサンブル選択は一緒に変化する。

$$\Gamma_g \simeq \frac{8 p_g}{k_B T_g}\left(\frac{C_6^2 v_g^3}{\hbar^2}\right)^{1/5}$$

$$R_g = \exp\!\left[-T_{13}\sum_g \Gamma_g\right].$$

(9.1) この推定は、出典に示された長距離散乱の前提の下で用いる。代入時には、圧力をパスカルに変換する。1 mbar = 100 Pa である。T₁₃ は、第一格子から第三格子までの全飛行時間である。

コンポーネント	分圧、mbar	Γ, s⁻¹	乗数 R
H₂O	4,6 × 10⁻⁹	8,339	0,90137
He	1,4 × 10⁻⁹	1,804	0,97778
H₂	3,0 × 10⁻⁹	7,979	0,90541
合計 / 積	9,0 × 10⁻⁹	18,122	0,79798

部分圧力は公開構成モデルであり、与えられた集合の三つの独立した測定ではない。結果は仕様書に基づいて再計算された。

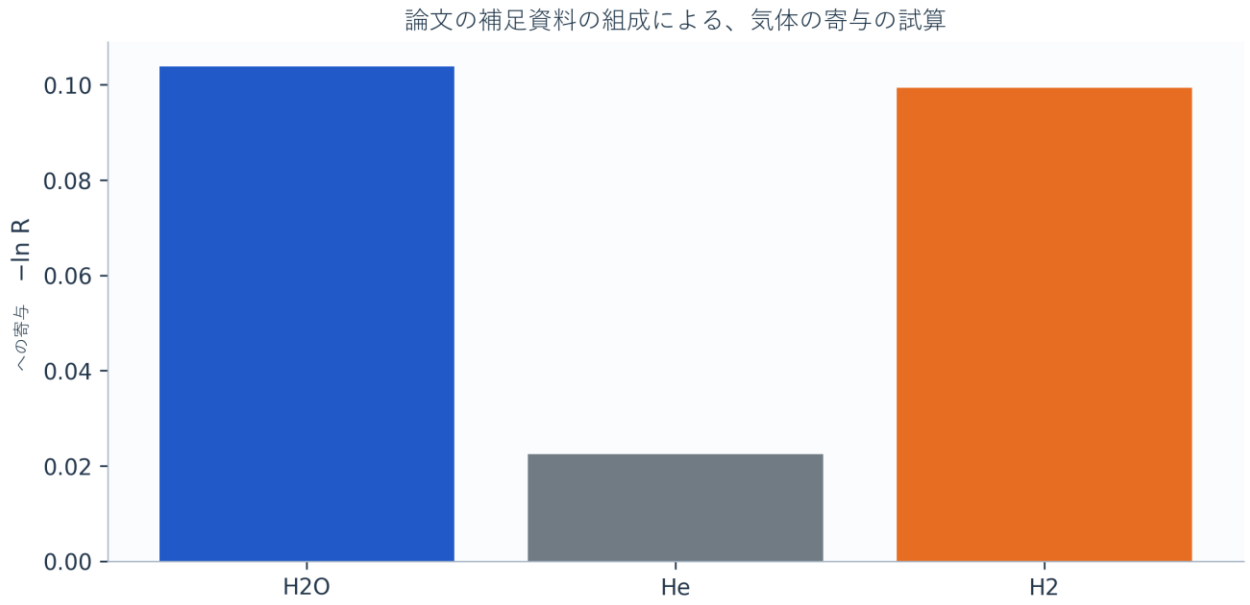


図22。選択した残留ガスモデルの成分をコントラスト損失指数に寄与します。補足的な材料から採取されたが、このキットで独立して測定されない組成。仕様パラメータに従って計算が繰り返されました。[64]

組成の不確かさが結論を変える

未知の組成の役割を評価するために、総圧力を変化させず、同じ物質セット内の極端な変動を考慮することができる。すべての圧力がヘリウムに起因する場合、Rg = 0,86550;水 — 0,81615;水素 — 0,74223を得る。これらの端は、チャンバーが実際に純粋なガスで満たされていることを示していません。それらは、コンポーネント比率に関する追加情報なしでモデル自体によって許可される範囲を示す。

この変化は、基本的なダイナミクスに帰着したい小さな部分よりもずっと大きくなります。観察条件78%参照視認性は、いくつかの従来のガス組成と互換性がある。公称混合物が正確であると考えられる場合、それを分割した後、約0,97747の係数が残る。別の許容構成では、この残りの部分は対数表現で減少、消失、または変化の符号となる。単一の背景を減算した後の非ゼロ補正は、まだ新しいメカニズムを定義していない。

部分圧力のパラメータは、それらの和に制限のある分析に体系的を転送することが便利である。そして、組成や圧力変化に関する別の実験は、多くの説明を本当に狭めます。誤差ゼロの一つの便利な合成を人工的に置換すると、基本パラメータの精度が向上する。新しい実験では、同じ干渉サンプルを収集する追加時間ではなく、ガス組成の校正が優先される可能性がある。

一定の組成であっても、断面の偏光性と適用性に不確実性が残っている。上記のモデルでは、気体速度がその温度で表される場合、Γ は$pC_6^{2/5}T_g^{-7/10}$に比例する。したがって、小さな相対変化

は異なる係数で転送される。これにより、すべての入力に等しい重要性を割り当てることなく、どの補助パラメータをより正確に測定すべきかを事前に決定することができます。

$$\frac{\delta \Gamma}{\Gamma} \simeq \frac{\delta p}{p} + \frac{2}{5}\frac{\delta C_6}{C_6} - \frac{7}{10}\frac{\delta T_g}{T_g}.$$

(9.2)線形感度は、一つの気体成分と$v_g \propto \sqrt{T_g}$を指す。これは小さな変更の転送であり、独立した標準エラーを追加する公式ではない:後者は共分散行列を必要とする。

位相には三格子の共分散が必要

ストライプのシフトは、最初の、第二および第三グレーティングの動きの組み合わせによって決定される。全体の動きは三つの独立した振動と等価ではありません。ガウス変位の場合、効果的な変位Xeff = δx₁ − 2δx₂ + δx₃を導入すると便利です。そして、コントラストは、一つの加速度計の平均読み取りではなく、この特定の組み合わせの分散によって設定される。

三つの運動がすべて独立して同じ分散 σx² を持つ場合、分散 Xeff は 6σx² と等しい。完全に共通の同期シフトによって、この組み合わせはゼロになります。実際のインストールはそのような制限の間にあり、その周波数相関は重要です。σx²の前の数値係数は、振幅と相互相関の定義をチェックせずに、ある機械モデルから別のモデルに転送することはできません。

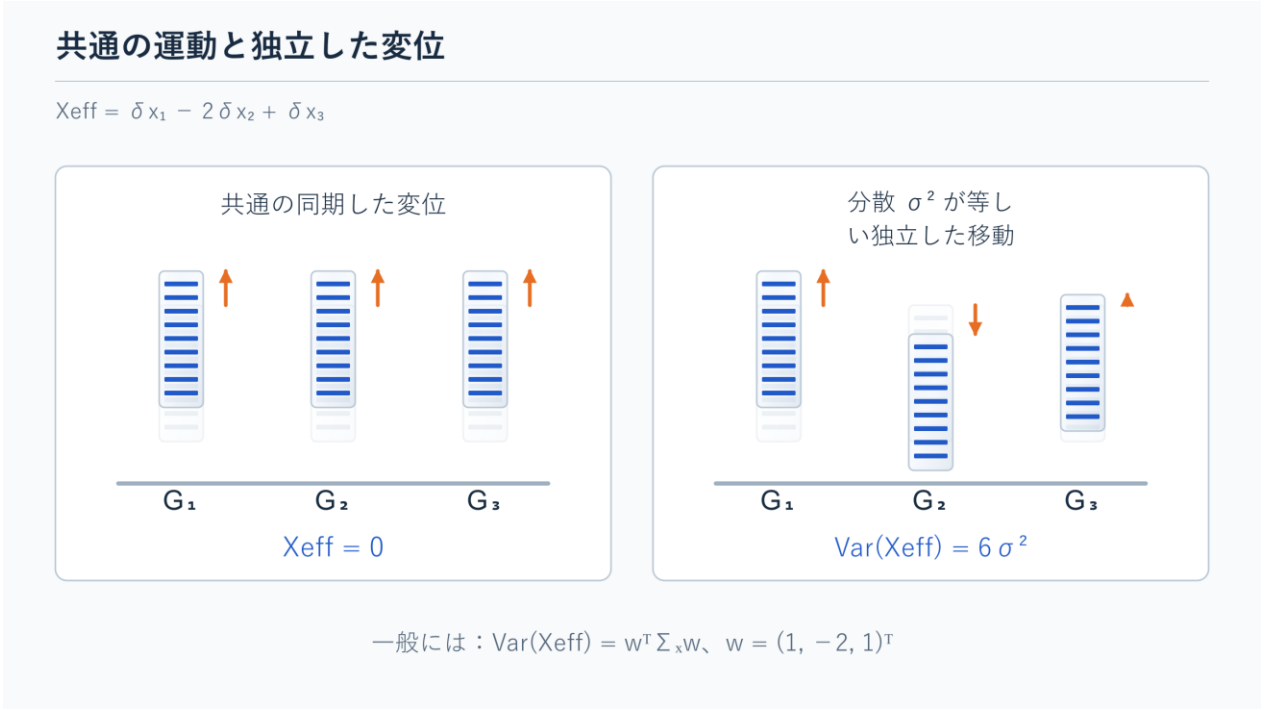


図 23。三つの格子の有効な変位は、Xэффф = δx₁ − 2δx₂ + δx₃ に等しい。同じ有効変位は相殺される。一方、分散がいずれも σ² である三つの独立な変位は、Var(Xэффф) = 6σ² を与える。一般の場合には、共分散行列 Σₓ が必要になる。変位は、通過する粒子が相互作用する時刻と対応させなければならない。機械的な支持構造を共通にしただけでは、任意の振動が打ち消される保証はない。示したのはモデル上の限界であって、測定された振幅ではない。

位相平均化だけで視認率0,78を得るには、約14,922 nmの標準偏差Xeffが必要である。三つの独立な等変位の特定の場合、これは各格子に対して6,092 nmについてσxに対応する。最初に公称ガス係数 0,79798 を仮定すると、4,519 nm の σef は残りの比率 0,97747 に対して十分である。これらの数字は、選択した損失から計算される等価ノイズレベルであり、振動測定の結果ではありません。

したがって、一つのコントラストの減少に対する二つの説明を完全に倍増することができず、総予算と呼ばれる。ガスがすでに損失のほぼすべてを占めている場合、追加の位相振幅をそれとともに推定しなければならない。さもなければ、同じ損失は二回数えられます。有効なモデルでは、気体強度と位相分散は独立制御によって制約され、残りの不確実性はデータの全体的な確率に転送される。

論文の補足資料にある約 7 nm の推定は、減衰指数の係数 $8\pi^2$ に対応する。本書で明示的に採用した、三格子の独立性の下では、係数は $12\pi^2$ となり、6,09 nm が得られる。二乗平均平方根変位が等しいだけでは、モデルを同一視できない。共分散が必要である。出典の著者に、記されていない特定の相関を帰属させるものではない。[64]

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{d_g}\mathbf{w}^T\delta\mathbf{x}$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1)^T.$$

(9.3) 第二グリッドの重みは、第一および第三の重みと異なる。全体のシフトは、重量の合計がゼロであるためキャンセルされます。

$$R_\phi = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{d_g}\right)^2 \mathbf{w}^T\Sigma_x\mathbf{w}\right].$$

(9.4) Σ_xは、飛行時間に応じて平均化された格子変位の共分散行列である。この公式はガウス確率相を仮定し、相互相関を含む。

同じ測定経路における熱と検出

80 K周辺のナトリウムクラスターの内部温度について、著者らは、熱放射をコントラスト損失の無意味な源として推定している。したがって、公称予算では、熱乗算器Rth = 1が採用される。これは公表された物理的推定の使用であり、独立して測定される上限ではありません。別の粒子が加熱されると、弦は周波数依存の光応答から再計算されなければならない。[64]

温度は、光学モデルをチェックせずに理想的な黒体法則に置き換えるべきではありません。半径数ナノメートルの粒子は、特性的な熱波長よりもずっと小さく、その吸収と放出は材料と幾何学によって決定される。幾何学領域自体はスペクトルを定義しない。したがって、熱予算の信頼性は、テーブル内の数値温度計の存在ではなく、選択した物体と光の相互作用のモデルに基づいている。

登録は、観察される視認性を減らすための別のメカニズムを追加します。一定の暗い背景Dが平均レベルSの正弦波に追加された場合、フリンジの振幅は同じままですが、平均レベルはS +Dとなります。測定された視認性は、S/(S+D)で乗算される。背景がすでに差し引かれている場合、この補正は再適用できません。

選んだアーカイブの平均計数率は 2765,78 s^{-1} である。論文では、電子的な暗計数の範囲を 15–100 s^{-1} としている。この平均計数率に、そのような未減算の一定の寄与が含まれていれば、対応する可視度の因子は 0,99458 から 0,96384 の間になる。これは、背景の処理に対する感度の計算である。公開アーカイブだけでは、これらの補正の一つひとつが、すべての点で実施されたと自動的に仮定する根拠は得られない。[15]

一定の暗い背景とは対照的に、一定の組成を持つ有用な粒子の割合の均一な損失はイベントの数を減らすが、必ずしも視認性はない。その価格は統計的誤差と蓄積の持続時間によって現れます。損失が速度、質量または位置に依存する場合、平均分布も変化する。これらの場合、応答モデルでは異なる係数が必要であり、名前のない一つのパフォーマンスパラメータに組み合わせるべきではない。

$$V_{\text{recorded}} = V_{\text{signal}} \frac{S}{S + D}.$$

(9.5) 有用な平均信号Sに一定の非干渉背景Dを加えることを記述する。すべての種類の損失を記述するものではなく、同じ背景が正しく減算された後に再適用されません。

予算要素	数値参照	状況
残留ガス	R = 0,79798	指定したモデル構成の計算
同じ圧力下における組成	0,74223から0,86550へのR	三つの気体の混合物の極端変種
重力と回転	R > 0,99	平準化インストレーションに対する著者の評価 [64]
熱放射	名称: R = 1	約 80 K における公表された推定値。厳密に一と測定された値ではない
フェーズ平均化	公称の気体の寄与を考慮した後、 σ eff = 4,519 nm	新しい校正ではなく、比0,78の等価ノイズ。
暗黒数字	乗数 0,96384 – 0,99458	指定した背景が減算されない場合の条件計算
蓄積	3895 s; 10,773Mサンプル	アーカイブの測定データ。設定変更の時間は含まない

主要な不確かさを減らす対照

策定された予算により、次の測定のための特定のソリューションを策定することができます。受け入れられた気体モデルでは、未知量の水素は、検討中の残基全体と匹敵する量でコントラストを変化させる。したがって、組成と圧力依存の制御は、主な説明の一つを直接テストします。定数モードにおける追加の干渉スキャンはランダム誤差を低減するが、この物理的縮退を排除しない。

メカニックでは、位相感受性の動きの組み合わせやストリップへの振動伝達の同等のキャリブレーションを記録することが有用である。個々の加速度計の低い信号は、三つのグレーティングのすべての相関を決定するものではない。暗いシリーズと大量選択の制御は登録に有用であり、主な記録に匹敵する条件下で実施されるべきである。熱の場合、テストは既知の幾何学と制御された光学応答を持つ物体の内部状態を変更しなければならない。

これらのアクションは、予防措置の抽象的なリストではなく、測定シーケンスを提供する。まず、興味のある残差は固定され、その後、それを吸収できるパラメータが発見され、その後、これらのパラメータの独立制御が選択される。第十九章では、最初の事象の合同確率の観点から同じ論理が表現され、人工データのアンサンブルでテストされる。

計算された予算は、損失の大きさとそれらの構成に関する知識の限界の両方を示している。選択されたナトリウムセットでは、通常のガスはすでに所望のスケールとの比較で減少し、小さな相または登録補正が残りの部分を著しく変化させる。したがって、その後の統計的分析には、測定された量、推定メカニズム、および反事実との区別を維持しながら校正を含める必要がある。

第 10 章 三つの測定とその意味の限界

最初の計算では、大きなシミュレーションの前に解決できる問題を選択すると便利です。分岐分離に対する損失依存が単純なバックグラウンドモデルに欠けている曲率を含んでいるかどうかを確認したいとします。このタスクは客観的収縮を証明するよりもはるかに狭いが、方法の効果を正確に示すことができる。空間的局所化公式も隣接する値の違いも新しい発見ではない。例の価値は、その透過性です:それは何が仮定されているか、測定の組み合わせによって何が破壊されるか、そしてどのような代替案が残るかを示しています。

作業モデルと各項の意味

理想的な実験部は、枝を一定距離に一定時間保持する。装置は、参照コントラストを考慮した後の可視性損失の追加率を推定する。特定の距離の零でない範囲では、背景は定数部分と二次部分の和によって近似される。加えて、コンパクト質量比例CSLの飽和依存性特性である。この用語の強さはAによって示されます。そのような表記法は、インストールの完全な法則ではなく、二つの機能形式を区別するタスクを指定する。

定数項には、局所的な経験的意味がある。例えば、ある背景過程は、調べるすべての距離ですでに飽和しているかもしれない。ただし、検証せずに、この近似を位置が完全に一致するところまで延長してはならない。純粋な空間デコヒーレンスの物理的な減衰率は、分離距離ゼロで消えなければならない。同様に、二次項の係数は、三つの設定すべてで共通と仮定する。軌道の変更が同時に温度や電荷を変えるなら、この仮定が破れる可能性がある。

$$\Gamma(d) = b_0 + b_2 d^2 + A\left[1 - e^{-d^2/(4r_C^2)}\right]$$

$$A = \lambda\left(\frac{m}{m_0}\right)^2 .$$

(10.1) b_0 と b_2 は選択した範囲の背景を表し、A と r_C は追加された可飽和項を指定する。第8章で議論されているコンパクトなCSL制限が使用される。レコードは、環境全体がこのような単純な外観を持っていると主張していません。

距離の二乗に基づく選択

二つの測定間の通常の差は、一定の背景を取り除くが、二次的なものを保持する。両方を取り除くには、それらの正方形が算術進行を形成するように三つの距離を選択すると便利です。これを行うには、d₀、√2 d₀と√3 d₀を取る。そして、一番目と三番目のレートの値が加算され、二番目は減算されます。変数 d² の任意の直線は消えます。この方法は、この直線の起源を知らない:それはハードウェア補正と物理的な影響のために同じ方法で対応する形式を破壊します。

飽和項の置換は短い表現を与える。正の強度と有限の非零距離では負である。非常に小さな分離では、飽和依存性自体がほぼ二次的であるため、組み合わせもそれを抑制します。非常に大きな分離では、三つの値はほぼ飽和し、組み合わせは再び消えます。最大絶対コントラストはこれらの極限の間に生じる。これが最適の幾何学的理由であり、微分の前に理解できる。

指数を新しい変数に置き換えた後、問題はインターバル上の立方多項式の最大値に還元される。u = ln 3と絶対値4A/27であることがわかります。この結果は、スケールr_Cが知られていると仮定した場合にスキャンする領域を選択するのに役立ちます。r_Cが不明な場合、単一の設定は可能なすべてのメカニズムに最適であると宣言できない。範囲を調べて、データ自体から最も表現力のある領域を見つけると、ステートメントの統計が変わることを考慮に入れる必要があります。

$$d_j = \sqrt{j} d_0 \ (j = 1,2,3)$$

$$u = \frac{d_0^2}{4r_C^2}$$

$$Q = \Gamma(d_1) - 2\Gamma(d_2) + \Gamma(d_3) = -Ae^{-u}(1 - e^{-u})^2.$$

(10.2)Q は距離の二乗目の差である。定数と二次の背景は、共通の係数で代数的に取り消す。

$$|Q|_{\max} = \frac{4A}{27}$$

$$u_* = \ln 3$$

$$d_{0,*} = 2r_C\sqrt{\ln 3}.$$

(10.3)これは固定Aにおける絶対モデルコントラストの最大値であり、実験的意味の最大値ではない。

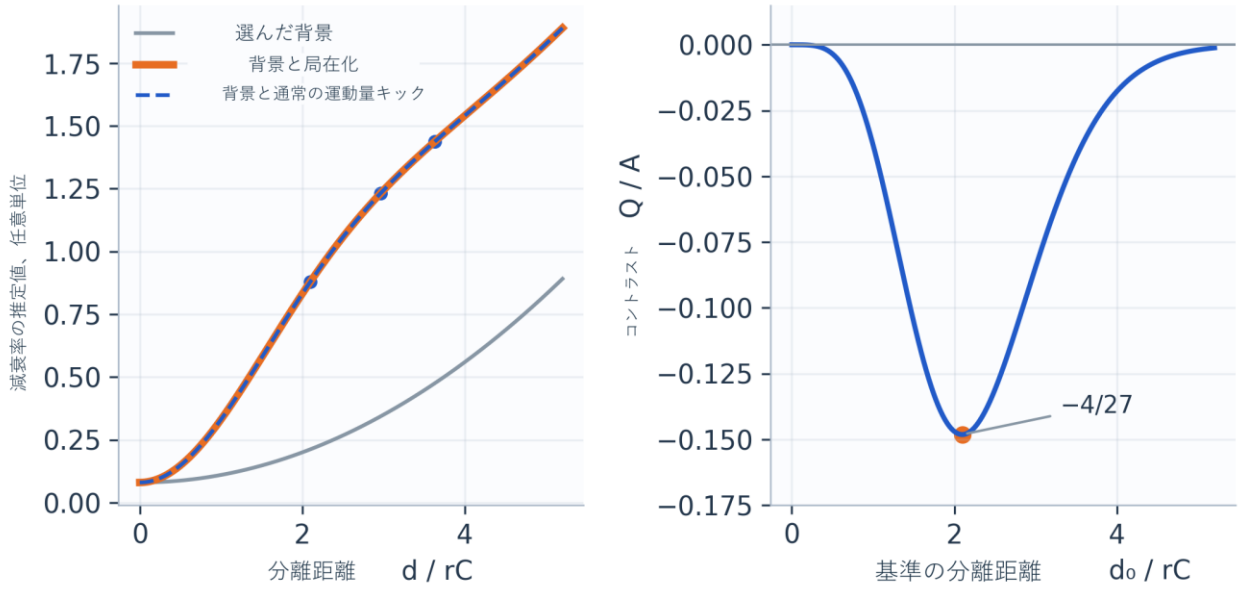


図 24。三つの測定によって、定数と二次の背景が相殺される。しかし、局在化の飽和曲線と、適切に選んだ通常の雑音の飽和曲線は一致する。コントラストだけで原因は確定しない。

背景の相殺に払った代償

測定を組み合わせると、特定の体系的な効果に対する感度は低下しますが、データを無料で作成しません。すべてのレート推定にエラーがあります。独立な等分散の場合、Q の分散は個々の推定値の六倍である。誤差が相関している場合、結果は全共分散行列によって決定される。全体的な等値補正は減少するかもしれないが、連続した設定に異なる影響を与えるドリフトが増加する可能性がある。したがって、データセットの順序は、中立的な技術的詳細ではなく設計の一部になる。

実際の実験では、エラーは通常同じではありません。強い減衰では、コントラストに関する情報はほとんど残らず、レートはより悪くなる。さらに、対数変換はエラー分布を歪める可能性がある。したがって、絶対Qの最大値は信号対不確かさ比の最大値と一致してはならない。設定の最終的な選択を行うには、最初の読み取りをシミュレートし、実験に適用される手順を使用して統計を評価する必要があります。

近似の物理的コストもあります。$b_4 d^4$用語がバックグラウンドに存在する場合、それは$2 b_4 d_0^4$をQに寄与します。したがって、非ゼロ応答はd^2において選択された線形関係からの偏差を確立する。どの用語がそれを作成したのかは述べていません。背景チェックは、希望するサインとスケールをシミュレートできる非線形性を正確にカバーする必要があります。このような検証なしに測定の精度を向上させることは、誤った説明をより確信させるのみである。

簡単な対照は、三つの設定を、異なる時間順序で繰り返すことである。最初に実行した設定によって Q が大きく変わるなら、共通の定常背景という元の仮定に疑いが生じる。第四の点を加えれば、パラメーターの分離に役立つ場合がある。しかし、b₀、b₂、A、r_C が未知の場合、一般には、四点だけでは、四パラメーターのモデル全体を独立に検証するには足りない。そのためには、追加の構成、または事前に検証用に残した構成が必要である。反復と新たな点のどちらを選ぶかは、識別力がどれだけ増すかで評価する。物理的な結論が依存する仮定を検証できる場合に、設定数を増やす理由がある。

$$\mathrm{Var}(Q) = \mathbf{w}^T \Sigma \mathbf{w}$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1)^T.$$

(10.4) Σ は三つのレート推定の共分散行列である。独立な同一誤差 σ², Var(Q) = 6 σ²; では、一般的なドリフトを考えると、この単純化は正しくないかもしれない。

分岐の分離と合流

一定の距離を、互いに整合する三つの軌道 $d_j(t) = \sqrt{j}\, d_0\, f(t)$ に置き換えよう。ここで j = 1, 2, 3 であり、共通のプロファイル f(t) はゼロから一まで変化する。全継続時間 T は同じとする。各設定について、蓄積の平均速度 $-\ln(V/V_0)/T$ を推定する。もとの例と同様に b₀ と b₂ が実際に共通であり、時間に関して局所的な簡潔なモデルが保たれると仮定する。

今度は、各瞬間に背景が相殺される。重みの和はゼロであり、各重みに $d_j^2(t)$ を掛けたものの和もゼロになる。積分を行っても、この恒等式は崩れない。ただし、飽和する項は全体を積分しなければならない。最大距離だけでは、空間カーネルの感度の高い領域で、系がどれだけの時間を過ごしたかは定まらない。

第一のプロファイルでは、理想化した系列全体で f = 1 とし、以前の結果 $2\sqrt{\ln 3}$ が戻る。第二では、前半に分岐が線形に離れ、後半に線形に合流する。この三角形状のプロファイルでは、f の任意の関数の平均は、その関数を f の零から一まで積分した値に等しい。そのため、個々の時間刻みを模擬せずに、一次元の数値積分で最適値を求められる。

$d_0/r_C \approx 3{,}060183$と最大平均コントラスト係数0,0785904 Aが判明しました。両方の数は、一定の保持の結果とは異なります。距離2,096294 r_Cが三角形移動のために残されている場合、0,0591464 Aのみが得られる。ここでの最大スプレッドの増加は、短距離で過ごす時間を補います。

また、最大値を保持するための時間の半分を残すことができ、残りの半分は線形拡散と混合の間に均等に分布します。コントラストは、一つのd_0で二つのプロファイルの結果の半分の和にな

ります。最適比は約2,252402であり、最大係数は0,1052741 Aである。表は連続した一つの系列の三つの点を与える。

これらの最適条件は、既知のr_Cと固定長との絶対的なコントラストを指す。アクセラレーション、サイクル時間、損失、読み出しエラーに実際の制約を加えると、選択の問題が変わる。プロファイルが変更されると、コードはより複雑な軌道で信頼される前にこれらの制限を再現しなければならない。

$$\overline{Q} = -\frac{A}{T}\int_0^T e^{-u(t)}[1 - e^{-u(t)}]^2 dt$$

$$u(t) = \frac{d_0^2 f^2(t)}{4r_C^2}.$$

(10.5) 全シーケンスにおける平均三点の組み合わせ。定数と二次の背景は、共通の時間プロファイルと共通の係数でキャンセルされる。

$$\frac{\overline{|Q_{\triangle}|}}{A} = J_1(\alpha) - 2J_2(\alpha) + J_3(\alpha)$$

$$J_k(\alpha) = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha\sqrt{k}}\operatorname{erf}\left(\frac{\alpha\sqrt{k}}{2}\right).$$

(10.6) 三角形軌道に対する閉記法 $\alpha = d_0/r_C$。非常に小さい α に対して、数値二次あるいは拡大はほぼ同値項の直接減算よりも信頼性が高い。

保持時間分数	最適なd_0/r_C	$\lvert\bar{Q}\rvert/A$ の最大値
0-三角軌道	3,060183	0,0785904
1/2 - 台地との分離	2,252402	0,1052741
1 - 恒久的分離	2,096294	0,1481481

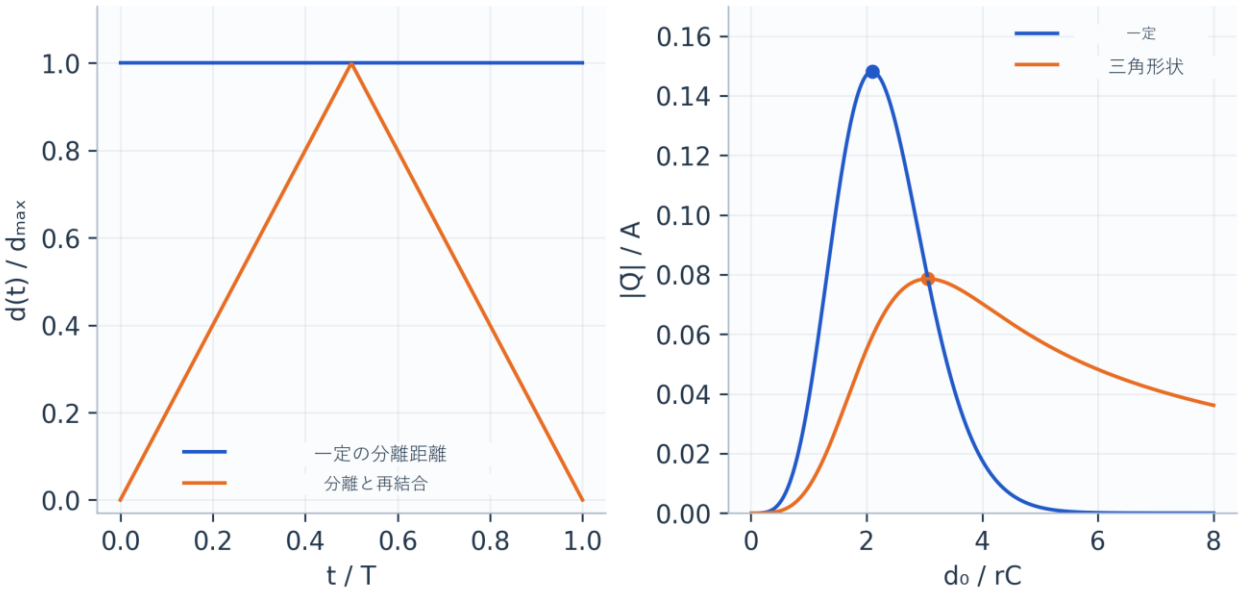


図 25。時間プロファイルによって、空間的な最適値が変わる。全時間が同じ場合、一定の分離を保持すると $d_0/r_C \approx 2,0963$、三角形状に分離と合流を行うと 3,0602 で最大となる。指定したモデルで、平均コントラストの絶対値を最大化している。

幾何学の誤差で背景がどれだけ残るか

代数的な組合せでは指定された距離を使うが、装置が実現する距離には不確かさがある。各軌道のずれを $\delta d_j(t)$ と書こう。二次の背景に代入して一次まで展開すると、$d_j(t)\,\delta d_j(t)$ の積分に比例する残差が得られる。したがって、事象数を完全に正確に数えても、幾何学の推定は物理的な推論に関わる。

一連の測定の間で一定の相対誤差 ε_j を考え、実際のプロファイルを $(1+\varepsilon_j)d_j(t)$ とする。すべての ε_j が等しければ、距離の二乗は依然として必要な族をなし、二次の背景は正確に相殺される。このような共通のスケール誤差は、推定された r_C の物理的意味と、飽和する信号の大きさを変えるが、それ自体では二次の背景の残差を生まない。一方、距離の共通の加法的誤差には、この自動的な保護はない。



図26。距離d_0、$\sqrt{2}\,d_0$と$\sqrt{3}\,d_0$と重み+1、−2、+1を持つ三つの空間設定。重み付き和は、定数と二次の背景を減少させる。一般的な乗法スケール誤差はこの減少を保っており、独立距離誤差は一般に残余を残す。灰色のマークは参照ジオメトリを示し、青いマークは二つの枝を示しています。変位は、明瞭さのためにスキーマ的に拡大される。図は、与えられたキャリブレーションモデルの例です。

同じ標準偏差σ_εを持つ独立小 ε jの場合、残りの分散は和$1^2+4\cdot2^2+3^2 = 26$によって決定される。三角形のプロファイルの場合、平均f^2は1/3に等しい。結果の公式は、「ジオメトリが一パーセントの精度で知られている」という単語が不十分である理由を明確に示しています。背景係数の規模と設定間のエラー相関の両方が重要です。

トレーニング値A = 1 s^{-1}、$b_2 r_C^2 = 0{,}1\ s^{-1}$、$\sigma_\varepsilon = 0{,}01$と三角形の最適を取りましょう。一階残差背景の標準不確実性は0,03183 s^{-1}であり、所望の組み合わせの係数は0,07859 s^{-1}である。幾何学的不確実性は、この信号の約40,5%に達する。180 000エラーセットの直接モデリングは0,03181 s^{-1}を与え、線形転送と一致する。

この不確実性はキャリブレーションの不確かさであり、通常のカウントノイズではない。同じ未知のジオメトリに追加の登録は、それを減らすために必要ではありません。相対距離のより正確な決定、ジョイントジオメトリ推定、独立制御設定が必要である。完全な統計的解析では、キャリブレーション共分散は、全体のスケール誤差が誤って三つの独立したエラーに置き換えられないように保存されるべきである。

$$\delta \bar{Q}_{\mathrm{bg}} = \frac{2b_2}{T} \sum_{j=1}^{3} w_j \int_0^T d_j(t)\,\delta d_j(t)\,dt + O(\delta d^2)$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1).$$

(10.7) 軌道の小さな誤差が、三点で作る背景の組合せに伝わる過程。分離が一定なら、積分は既知の式 $2b_2 \Sigma w_j d_j \delta d_j$ を返す。

$$\sigma_{Q,\mathrm{bg}} = \frac{2b_2 d_0^2}{3} \sqrt{26}\,\sigma_\varepsilon .$$

(10.8) 三角形プロファイルと独立な相対距離誤差の公式。相関エラーの場合、それらの完全な共分散行列が使用される。

通常の運動量キックによる厳密な模倣

小さな未知の四階項よりも強い曖昧さがある。粒子にランダムに運動量を与える通常のユニタリショックを考えてみましょう。衝撃時間は周波数 ν のポアソン過程に従わせ、衝動は独立でガウス的である。各走では、完全なショック記録が判明すると、状態は一元的に発達する。このモデルでは、一つの位置を選択するための追加のルールは導入されません。

未知の記録を平均すると、相対的な段階は失われます。ガウス分布の特徴関数は距離の平方の指数関数を与える。運動量分散 $\hbar^2/(2r_C^2)$と周波数 ν =Aの選択は同じ飽和核、したがって同じQを再生する。これは、ランダム運動量移動のよく知られた形式主義の枠組み内の直接計算である。効率的なコンパクトCSLと衝突生成器の等価性は一次文献で注目されている。[17, 18]

例の強さは試合の精度にあります。これは、ポイント数が不足したり、測定器の誤差が大きいことだけの問題ではありません。利用可能な全還元生成器が一致した場合、与えられたモデルにおけるこれらの単一粒子ダイナミクスによって決定される任意の観測は曖昧である。加熱は自動的な救済にもなりません:インパルスの同じ拡散は同じ加熱を与えます。追加情報は、環境の影響を独立した測定に制限するなど、物理的な設定を変更する必要があります。

$$\Gamma_{\text{kick}}(d) = \nu\left[1 - \int dq P(q) e^{iqd/\hbar}\right]$$

$$P(q) = \frac{e^{-q^2/(2\sigma_q^2)}}{\sqrt{2\pi\sigma_q^2}}$$

$$\sigma_q^2 = \frac{\hbar^2}{2r_C^2}.$$

(10.9) 対称ガウス分布に対して、積分は実であり exp[−d²/(4r_C^2)] に等しい。 ν =Aでは、そのレートは飽和項と一致します。これはシグネチャの固有性のモデル反例であり、実気体が正確にこの分布を持つという記述ではない。

この検証の後に何を主張できるか

Qがゼロと互換性がある場合、これは達成された精度で検査領域に追加された曲率を制限する。Q が持続的に 零 でない場合、単純な背景近似は不十分である。次に、この効果を生成することができる物理モデルの比較が必要である。どちらの結果も、測定の性質に関する決定的な答えとはならない。しかし、どちらも有用である:最初のパラメータを絞り、二番目はどの説明を開発する必要があるかを示す。

積分計算はすでに、リアルタイムプロファイルと幾何学的キャリブレーションの価格を示しています。拡張オブジェクトへの適用には、さらに8章のフォームファクタと6章の登録モデルが必要である。数値の複雑さを高める場合、テストケースとして機能するのは、定数ホールド、三角形の動き、および一般的なスケールエラーという単純な制限です。

三つの測定は二つの干渉項をキャンセルし、一致する軌道はこの減少を時間とともに維持する。効果の大きさと幾何学の精度は別々に計算される。ランダムなショックを持つ正確なカウンターサンプルは、次のステップが関節の物理的予測とその識別可能性制限をテストする理由を示している。

第 11 章 加熱と相関が加えるもの

追加のオブザーバブルは、新しい一貫した予測を行うために説明が必要な場合に有用である。複数のプローブを熱し、回転させ、移動させることで、テストが本当に高まります。しかし、グラフの数は独立した証拠の数に等しくない。二つのメカニズムがすでに同じ合計利用可能なダイナミクスを定義している場合、このダイナミクスの別の結果はそれらを分離しない。したがって、まず各測定がもたらす新しい物理情報を理解し、その精度を評価する必要がある。

一つの原因と二つの現れ方

最も単純な例は空間デコヒーレンスと運動量拡散に関するものである。インパルスをランダムに変化させる衝撃は、空間的代替物の相対位相を同時にぼかし、インパルスの平均二乗を増加させることができる。一次元モデルでは、両方の効果は一つの係数D_{pp}によって表される。この関係はテストに特に便利です:干渉損失の適合はすでに期待される追加の加熱量を決定します。一つではなく二つの係数を自由に選択することは、より厳密な別のモデルをテストすることである。

方程式の追加項は、座標を持つ二重整流子の形を持つ。座標表現では、密度行列に位置差の二乗を掛けます。したがって、分離dの減衰率はD_{pp} d²/ ℏ ²である。第二モーメントの変化を得るために、作用素p_x^2に同じ生成器を適用する。正準整流子は拡散係数を二倍にする。質量の二倍に分割すると、選択した軸に沿った運動エネルギーの成長率に変換される。

この結論は、別の実験法則ではなく、書かれた方程式の直接的な結果である。これは条件付き等式として正確に有用であり、損失と加熱が一つの用語によって説明される場合は、それらの量が関係する。不整合は、追加のコントリビューションを識別する際の不完全なモデルやエラーを示している。一貫性は、テストがパスされているが、影響のユニークな性質を確立していないことを示します。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] - \frac{D_{pp}}{\hbar^2}[x,[x,\rho]]$$

$$\Gamma(d) = \frac{D_{pp} d^2}{\hbar^2}.$$

(11.1) 一次元マルコフ運動量拡散が仮定される; Γ は、指定された拡散項の寄与を指す; 他のコヒーレンス損失は別々に考慮される。

$$\left.\frac{d\langle p_x^2\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}} = 2D_{pp}$$

$$\left.\frac{d\langle E_x\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}} = \frac{D_{pp}}{m}$$

$$\Gamma(d) = \frac{md^2}{\hbar^2}\left.\frac{d\langle E_x\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}}.$$

(11.2) $E_x = p_x^2/(2\text{m})$ は一つの座標の運動エネルギーであり、全三次元エネルギーではない。一つのメカニズムの追加的な貢献を比較します。ハミルトニアン、冷却およびその他のソースの影響は別々に考慮する必要があります。

結合が単純でなくなるとき

二次依存はいかなる距離にも移動できない。前章の飽和モデルに対して、拡散近似はr_Cに対する小さな分離に対応する。より長い距離では、コヒーレンスの損失は飽和し、加熱は同じ発振器の反対側を特徴付ける。その導出よりも遥かに小さな等式を適用することは、想像上の矛盾を生じる。したがって、二つのオブザーバブルを比較する前に、両者が互換性のある近似で計算されていることを確認する必要がある。

冷却でインストールに別の微妙なものが表示されます。観測されたエネルギーは一定のままであるが、追加の拡散が存在する:その寄与はエネルギー除去によって補償される。定常分散または全体的なバランスは、時間の経過とともに温度の非ゼロ勾配ではなくテストされる。モデルが放散を含んでいる場合、純粋な加熱のための公式も変化する。「温度は上昇しないので、収縮はない」という結論は、適切なバランスなしでは物理的に決定されません。

色ノイズに対して、異なる測定はスペクトルの異なる部分に敏感である。長期間の自由移動、機械的共鳴および高周波放射は異なったフィルターを使用します。それらはスペクトルモデルを指定せずに単一の強度数に還元することはできません.[24] しかし、それは正確に有用なこの区別です:複数のバンドはスペクトルを調整する能力を制限する。強力なプログラムは、各機器におそらく普遍的なプロセスの独立した強度を割り当てるのではなく、すべてのデータに対して単一のスペクトルをテストします。

二次近似を超える加熱

第十章からのガウスショックに対して、エネルギー成長は空間核を分解することなく導出できる。各プッシュは、インパルスp_xをp_x+qに置き換えます。q の対称分布により、平均クロス項 $2p_x$ q は消失し、平均運動量の平方は衝撃の分散によって増加する。ポアソン周波数Aは、一つのイベントの増加をレートに変換する。

分散 q が $\hbar^2/(2r_c^2)$ に等しい場合、一次元運動エネルギー $A\hbar^2/(4mr_c^2)$ の増加が得られる。この結果は、コンパクトモデルの任意の d に対して、正確な可飽和率 $\Gamma(d) = A[1-\exp(-d^2/(4r_c^2))]$ と互換性があります。等方性三次元版では、三つの座標の同じ寄与は、総運動エネルギーの三倍の増加を与える。

したがって、個別の数値だけでなく、A を消去する比を比べると有用である。$md^2\dot{E}_x/(\hbar^2\Gamma)$ は $u/(1-\exp(-u))$ に等しく、$u = d^2/(4r_c^2)$ である。d が小さいと、一に近づき、章の冒頭の拡散に関する等式が戻る。$d = 2r_c$ では、約 1,582 となる。この条件で一と一致しなくても、飽和型のモデルの反証にはならない。二次近似の限界を示している。

ここで、すべてを数値で指定した総合的な例を作ろう。基準長 L と、パラメーター $A = 0{,}5\ s^{-1}$、$r_c = L$ を選ぶ。$d = L$ と $d = 2L$ における二つの平均速度は、それぞれ 0,1105996 と 0,3160603 s^{-1} である。エネルギーの観測量は $H = 4mL^2\dot{E}_x/\hbar^2$ と表すと便利で、その値は $0{,}5\ s^{-1}$ になる。この三つの数値は、正確なモデルの期待値であり、無作為な実験の測定値ではない。

比較のために、トレーニング標準誤差0,005, 0,005, 0,02 s^{-1}を設定し、その独立性を仮定する。純粋な二次拡散は一つの係数Bを持ち、$\Gamma(d) = Bd^2/(4L^2)$と$H = B$を予測する。三つの可観測値に対する二乗正規化偏差の和を最小化すると、$B = 0{,}3332979\ s^{-1}$ が得られる。このようなモデルの予測は、選択した重みにおける空間値とエネルギー成長の両方に同時に近づくことはできない。

最小重み付き不一致は111,12である。これは、割り当てられたエラーの数学的期待に基づいて計算される診断番号です。実際の発見のp値ではなく、これらのインストールエラーの実現可能性を正当化しません。その目的は、共同予測の特定の利益を示すことである。ランダムな初期イベントとその統計的キャリブレーションに関する全手順は、本の最後の部分で議論されている。

結果は選択肢のクラスに依存します。この観測セットは、飽和核を指定された純粋な二次モデルと分離する。しかし、同じAとr_cを持つガウスポアソンショックは、三つの期待をすべて正確に再現します。加熱は、物理起源の元のあいまいさを維持しながら機能的な形態試験を強化しました。

$$\dot{E}_x = \frac{A\hbar^2}{4mr_C^2}$$

$$\frac{md^2\dot{E}_x}{\hbar^2\Gamma(d)} = \frac{u}{1-e^{-u}}$$

$$u = \frac{d^2}{4r_C^2}.$$

(11.3) コンパクトなガウス型キック生成子の、厳密なエネルギー増加と、空間コヒーレンスの喪失との関係。$\dot{E}_x$ は、一座標についての量である。

$$\widehat{B} = \frac{\sum_i y_i g_i/\sigma_i^2}{\sum_i g_i^2/\sigma_i^2}$$

$$\mathbf{g} = (1/4, 1, 1)$$

$$\mathbf{y} = (\Gamma(L), \Gamma(2L), H).$$

(11.4) 単一二次拡散パラメータの結合重み付けフィッティング。与えられた σ_i はトレーニングスケールとして機能し、デバイスの測定された特性として機能しない。

観察可能	サチュラブルカーネル	ベスト二次モデル	トレーニングエラー
Γ (L), s⁻¹	0,110600	0,083324	0,005
Γ (2L), s⁻¹	0,316060	0,333298	0,005
H, s⁻¹	0,500000	0,333298	0,020

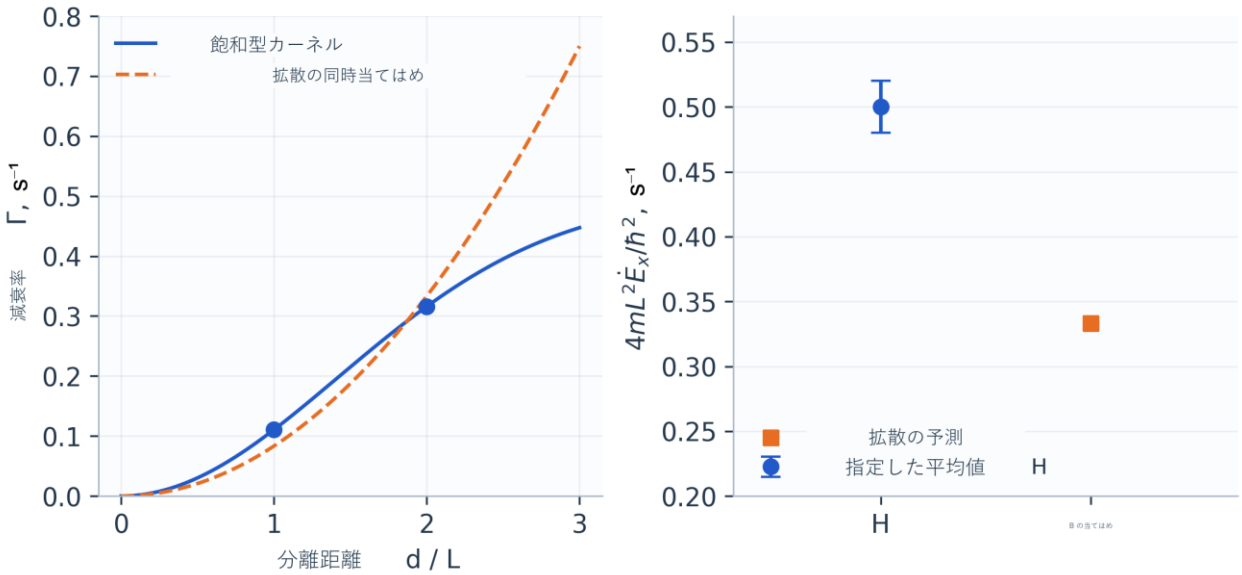


図27。二つの空間速度と加熱の合同比較。一つの選択した係数を持つ二次拡散は、トレーニング誤差の下で飽和核のすべての平均を再現しない。正確なガウスショックはそれらを完全に再現する。

回転を別に調べる理由

並進運動は合力に、回転運動は選択した軸のまわりの力のモーメントに応答する。両者は、作用の空間分布に異なる重みを付ける方法である。ノイズが質量構造に結び付いている場合、複雑な形状の物体では並進揺らぎと回転揺らぎの比が異なり得る。総質量が等しくても、その比が等しいとは限らない。そのため、向きと内部の幾何学的構造から、重心の測定一つでは得られない情報を得ることができる。

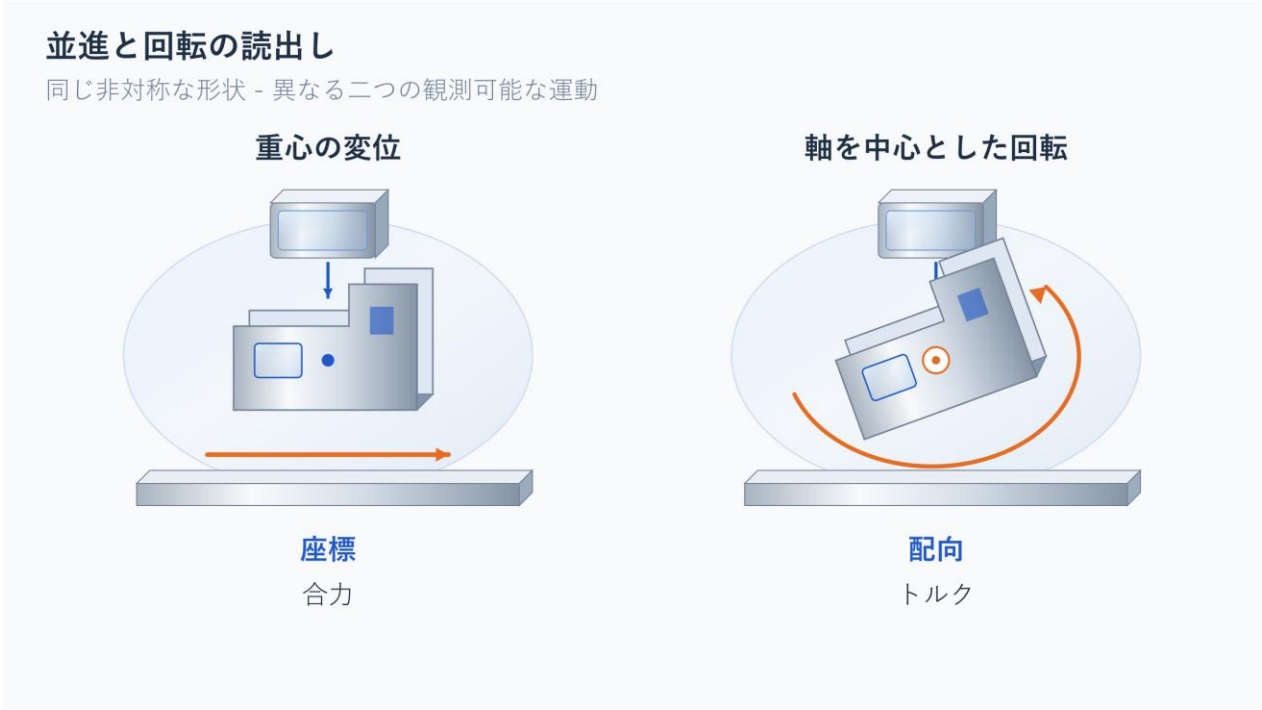


図28。一つの非対称体の翻訳的および回転的な読み取り。第一の場合には、質量の中心座標の変化を測定し、第二の場合には、選択された軸に対する方向変化を測定する。力の総力とモーメントは、衝撃の空間構造に関する異なる情報を提供する。センサとカメラは概念的に示されています。図は、特定の実装機器の図ではありません。

2025では、Altamura, Vinante, CarlessoがLISAパスファインダーの回転ノイズデータを用いてCSL上の制約を洗練した。すでに記録されている動きは、別の可観測値を選択し、モデルとの接続を正しく再計算すれば、追加の検証情報を含むことができることを示しています. [20] これは回転測定の普遍的な優越性を意味するものではありません:比較は形状、軸、周波数範囲および背景に依存します。

我々の計算では、自然なタスクは、いくつかの一般的な不確実性に対して堅牢な応答比を見つけることである。しかし、ここでもパラメータの削減には検証が必要です。並進モードと回転モードが温度、損失、キャリブレーションエラーが異なる場合、公式に単純な係数は信頼できない可能性がある。まず、ジョイントメカニカルモデルが派生し、有用な組み合わせが計算される。逆順序は、美しい無次元量の下で重要な差を隠すことができる。

二つのプローブと共通の雑音

刺激が空間相関長を持つ場合、二つの隣接するプローブは一緒に移動できる。距離が大きいと、一貫性が弱まることがあります。BedinghamとUlbrichtは2015年にCSLにおける二つの粒子の相関拡散を検討し、モデルの空間スケールをテストするためにそれを提案した。これは既存の方向

であり、このプログラムの新しいアイデアではありません. [27] 実用的価値はノイズ振幅から相対位置への依存への移行にあります。

偶然の変動自体が絡み合っていない。ベース、電場または不安定なレーザーの一般的な振動も相関を作成します。したがって、距離、方向、電荷および共通のサポートとの接続への依存性を測定する必要があります。時折、微分チャネルは均質な乱れを抑制し、時には所望の信号の一部がそれとともに抑圧される。「共通」という言葉は、これらのケースのいずれかが実装されていることを示していません。答えは空間的影響モデルによって提供される。

二つのセンサーは、測定システムを介して相関することもできます。共通の増幅器または計算処理が一つのチャネルのエラーを別のチャネルに転送する場合、対応する物理的動作に接続せずに記録の接続が見つかります。独立した読み出しおよび制御チャネルは有用であるが、その独立性も検証しなければならない。ここでの要件は単純である:観察された相関は、それが成立した可能性のある経路が確立された後にのみ物理的意味を得る。

同一プローブの和と座標の違いの動きを比較することは便利です。機械的応答が等しいと、共通の相内インパルスは和チャネルを強化し、差分チャネルでは減少する。独立したショックは分散の異なる比率を与える。この単純な推論は、追加の情報がどこから来るかを示しています。しかし、不平等な応答の場合、最初はチャネルを共通の物理的スケールに持ち込む必要があります。それ以外の場合、全体的な技術的ノイズの不完全な減少は、研究中のメカニズムの本質的な変動に誤って取り込まれます。インストゥルメンタル転送関数は相関試験の一部です。

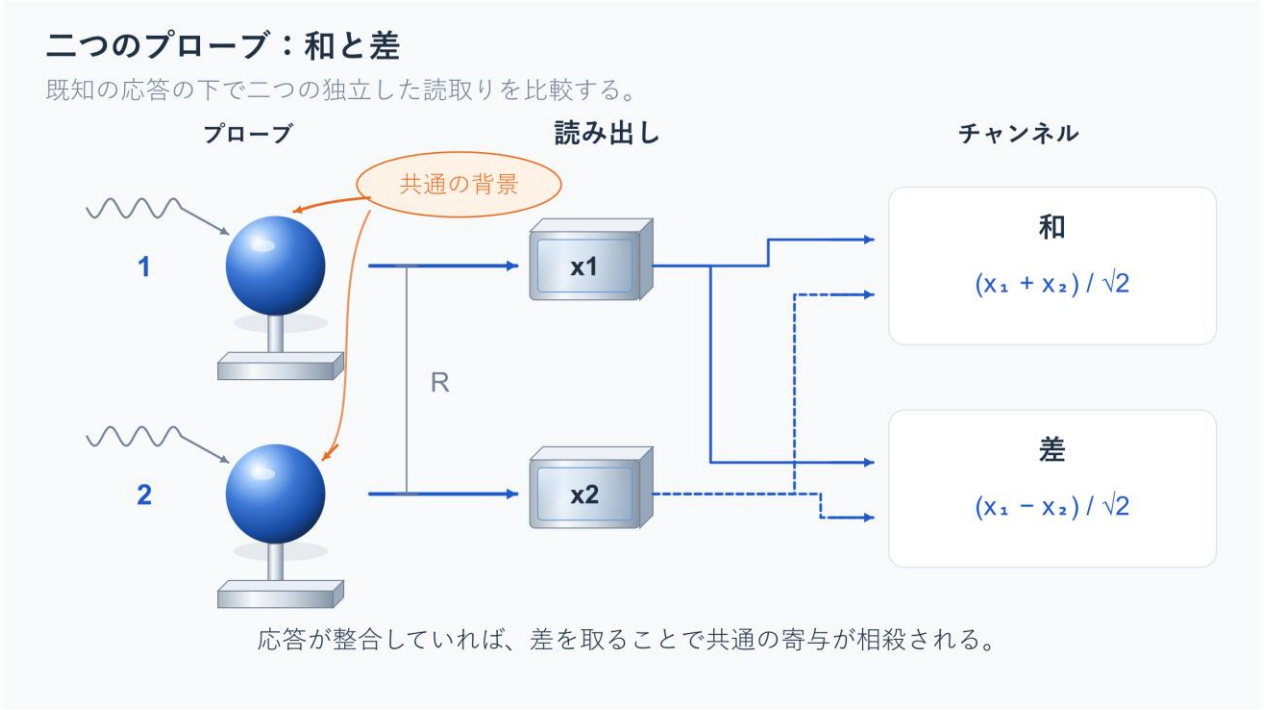


図29。独立した読み取りを持つ二つのプローブは、合計および差分チャネル$(x_1 \pm x_2)/\sqrt{2}$を提供する。機械的応答と利得が一貫性がある場合にのみ、総貢献度は差に減少する。局所ノイズと全体的な記録経路は別個のキャリブレーションを必要とする。レコードの相関はそれ自体が絡み合っていない。

第二のプローブが加える数値

一次元トレーニングモードで二つの同一プローブを考えてみましょう。彼らの運動量の増加はゼロ平均と共分散行列 2Ddt を持ち、ここで D の対角元が D_0 に、オフ対角元が cD_0 に等しくなる。共分散の正性は、$-1 \le c \le 1$ を必要とする。この例では、許容可能な古典的ジョイントノイズが指定されているが、特定のCSL質量カーネルではまだ識別されていない。

正規化された総インパルスと差インパルス$p_+ = (p_1+p_2)/\sqrt{2}$および$p_- = (p_1-p_2)/\sqrt{2}$を導入しましょう。それらの分散の成長率は$2D_0(1+c)$と$2D_0(1-c)$に等しい。$c=0$の場合、二つのチャネルは同じ貢献を受け取ります。$c=1$では、差分チャネルから全体のノイズが完全に消えます。一方、負の相関は差分チャネルを強化する。

このモデル内で測定した成長率が四であれば、$c=0{,}6$を得る。D_0スケールはキャンセルされるため、比は単一のプローブの絶対振幅とは異なる効果特性を制限します。しかし、機械的伝達関数の等式と読み出し独立性は、ここでの計算のための前提条件である。例えば、未検出のゲイン差は、差分レコードに共通のノイズを漏らす。

距離依存を物理的にテストするには、選択した相互作用とプローブ幾何学から$c(R)$を導出する必要がある。質量モデルでは、力相関をガウス空間局在関数自体に任意に置き換えることは不可

能である:ポテンシャルから力への遷移は微分をもたらし、身体の最終形状は追加の重みを導入する。二つのプローブからのデータは、観察された関係と物理法則の間のそのような接続の後にのみ情報を追加します。

$$\frac{d\mathrm{Var}p_{\pm}}{dt} = 2D_{0}(1 \pm c)$$

$$\mathcal{R} = \frac{1 + c}{1 - c}$$

$$c = \frac{\mathcal{R} - 1}{\mathcal{R} + 1}.$$

(11.5) 二つの等しい応答と孤立した付加ノイズに対する比。パルス相関それ自体は絡み合いの証拠ではありません。

同時の検証とその限界

デイ、バーカー、ダッタの 2026 年のプレプリントは、クーロン結合する二つのナノ球の差動モードの分散変化によって、CSL を制限する案を示した。著者らは、特定の有色雑音への拡張に対する頑健性も検討している。これは、パラメーターと仮定を指定した理論的な提案であり、収縮の検出報告ではない。[29] このような案を評価するには、感度の計算だけでなく、想定する動作条件が、既存の制限と両立することも確認する必要がある。

最強のテストでは、単一のパラメータセットがコヒーレンスの損失、漸進拡散、空間相関を説明する必要がある。これが不可能な場合、選択したモデルは拒否または洗練されます。可能であれば、許容可能な説明数は減少するが、一に等しくない可能性がある。特に、正確に等価なノイズジェネレータは、自身の結果のすべてを再現し続ける。その後、識別には、元の単一粒子テストがキャプチャしなかったシステム間の環境、その記録、または接続に関する新しい情報が必要である。

したがって、実験を拡張する目的は、見栄えのするグラフを増やすことではなく、独立した制約を増やすことにある。新しい観測量を加えても、情報がほとんど増えない場合がある。一方、比較的粗い測定によって、基本の実験を何百万回繰り返しても解けなかった縮退が解ける場合もある。それをあらかじめ判断するには、結合モデルを作り、その識別可能性を明示的に調べる必要がある。次章では、この点を扱う。

同じ実験の系列を増やしても役立たないとき

プロトコル全体に対して、正確な識別性制限を定式化することができる。二つのモデルは、各許容制御の測定間の同じ初期還元状態と同じ量子チャネルを持つようにする。準備と読書の楽器も一致させましょう。そして、任意のレコードシーケンスの確率は写像の同じ合成によって得られ、したがって両方のモデルに一致する。

証明は、同一の個々の履歴を仮定する必要はありません。最初のステップでは、可能なレコードごとに非正規化状態が一致する。同じ次のチャネルを使うことは平等を保ちます。この推論を繰り返すことは、任意の有限履歴に対する確率の等式を与える。前の結果に基づいて後続の設定を選択すると、すでに指定した履歴ごとに選択ルールも同じになり、結論が保存される。

すべての許可された制御に対して同一チャネルの状態が不可欠である。一つの自由減衰曲線の偶然はそれを証明しない。メモリ環境では、同時状態の偶然性も十分ではない:介入はマルチテンポラル統計の違いを明らかにすることができる。したがって、ここで考慮されるのは、同一に有効化された制御を持つ一般的なマルコフ還元法則であり、誤って類似したグラフを与えるモデルのペアではない。

コンパクトホワイトノイズの例では、CSLライク発振器と一致するガウスパルス発振器は同じである。すべての操作が記述されているシステムのみに影響を与える場合、その状態の別の機能を計測する新しい方法はノイズの起源を確立しません。例えば、衝動の流れを独立に制約したり、環境の利用可能な記録を観察したり、複数のシステムの一貫した空間的関係を検証する。

この制限は、次の実験を選択するのに便利です。異なる分布に対する感度の向上と、分布が一致しない新しい物理情報を取得するという二つのタスクを事前に分離することができます。一つ目はプロトコル内の統計と管理によって解決される。二つ目は、チェック対象オブジェクトをモデルとともに拡張することである。

$$p(\mathbf{y}\mid\mathbf{u}) = \mathrm{Tr}\Big[\mathcal{J}_{y_n,u_n}\Phi_{u_{n-1}}\cdots\mathcal{J}_{y_1,u_1}\Phi_{u_0}(\rho_0)\Big].$$

(11.6)チャネルΦとインストゥルメントIの合成としての一連の結果の確率。二つのモデルの構成の各要素の一致は、完全なプロトコルの一致を保証する。

加熱と相関により、ある仮説が一度に複数の結果を説明するように強制することで研究はより厳格になる。彼らはあなたが同等のモデルを分析することを免除しません。次の有用な実験は、センサーの数ではなく、どのくらいの曖昧さで解決できるかに基づいて選択される。

第 12 章 元の計数から検証した結果へ

記録されたイベントから結果として生じる制約への遷移をトレースできると、理論のテストは再現可能になる。この章では、まず統計モデルを改良し、次に公開したナトリウム実験を用いて再計算する。アーカイブから実際にどの数字が続くか、処理にどのような仮定が含まれるのか、結果のアウトプットの外側に何が残っているのかを示します。

見栄えのよい効果から識別可能性へ

対照のわずかな減少について二つの説明をしましょう。最初の場合、追加の損失は主に質量に依存します。第二に、それは加熱に関連しており、既存のインストールではより大規模な粒子を扱うときに増加します。既存のデータを考えると、両方のモデルは同じように説得力があるように見える。質量による系列の単純な継続はあいまいさを保つことができる。これらの条件が独立して変化する場合、同じ質量と異なる熱履歴で測定することがより有用である可能性がある。

この推論は、識別可能性のアイデアを表している。パラメータは、他の有効なパラメータを変更して、観測された予測をすべて保存することで、異なる値が完全に補償できない場合に識別できる。補償が可能であれば、背景が厳格に固定されているなどの隠れた制限によってのみ、アルゴリズムは狭い不確実性推定を返す可能性がある。したがって、大規模なデータセットの前に、選択したプロトコルによってパラメータの組み合わせが一般的に区別可能であることを知る必要がある。

局所検証はパラメータ間の派生予測を用いる。あるパラメータの変化が、他のパラメータの変更とほぼ同じ量の期待データをシフトした場合、予測空間内の方向はほぼ同一である。これは変性に関する警告です。しかし、局所分析はグローバルな識別可能性を保証するものではない: 遠いパラメータ領域も同様のデータを生成することができる。デリバティブと代替良いソリューションの直接検索を組み合わせることは有用です。

計算モデルに必要なもの

シミュレーション入力は基本的なパラメータだけではない。軌道、質量と速度分布、環境特性、準備誤差、読み出しモデルが必要である。イベントの数、ヒット位置、時系列など、元のデータタイプを出力することをお勧めします。既製の可視性のモデリングは時々便利であるが、その推

定にバイアスを隠すことができる。実験がまずサンプルを収集してコントラストを抽出する場合、テストは両方のステップを再現しなければならない。

正式には、必要なのはパラメータと設定が与えられたデータの確率である。研究中の法律は、パラメータθ、背景およびキャリブレーション - η、制御 - uによって示されます。この表記法は、θ に関する推論が η の不確かさに依存することを思い出させる。それらのジョイントフィッティング、プロファイリングまたはベイズ平均化は異なる統計的手順である。いずれも許容される値の物理的意味をチェックする必要がない。アルゴリズムは、隣接する走行間で温度が任意に変化しないことを単独では学習しない。

2024では、Laing氏とBateman氏が収縮モデルの近距離場干渉テストのためのベイズ式を開発し、外部デコヒーレンスと制御パラメータの選択を組み込んだ。[19]は重要な既存のランドマークである:統計的推論を通じて実験を最適化するという考え方はもはや新しいものではない。新しいプログラムの可能な貢献は、環境モデルエラーに対する堅牢性、独立したオブザーバブルの共有、または新しい実用的な達成可能な体制などの特定の拡張であるべきです。

$$p(\mathcal{D} \mid \theta, \eta, u).$$

(12.1)これは、研究中のダイナミクスのパラメータ θ,環境および記録パラメータ η と選択された制御 u から、可能なデータ $\mathcal{D}$ の可能性である。以下の実験の有用性は、競合する説明に対してそのような分布がいかに異なるかによって決定される。

誤った発見の検証

実際の実験の前に、新しいダイナミクスが明らかに存在しないデータで分析をテストする必要があります。この場合、データ生成器は処理で使用されるモデルよりもわずかに豊かであるべきです。スロードリフト、背景依存における弱い非線形性、または不正確なサイズ分布を追加することができます。小さな妥当な偏差が体系的に検出された収縮の印象を生成する場合、その方法を改善する必要がある。あなた自身の理想的なデータでテストすることは、内部一貫性のみを確認するが、現実に対する抵抗はない。

既知の大きさの効果が人工データに追加される。パラメータが回復するかどうか、間隔に真の値が含まれる頻度、感度が消えるかどうかを確認することが重要です。そのような追加は仮説の実験的確認を構成しない。それらは与えられた仮定の下で手順の能力を示す。結果は予測として記述され、シミュレーションに含まれていない要因のリストが伴うべきである。

ゼロ強度境界は特別な注意を必要とする。パラメータが定義上非負であれば、対称誤差の従来の近似はゼロに近い性能を発揮する。さらに、データをレビューした後で最も健全な距離、周波

数、時間ウィンドウを選択すると、ランダムに変化する可能性が高くなります。したがって、検索範囲と決定規則は事前に指定するか、または手順全体の統計のモデル化に含まれている。さもなければ、一つの点の重要性は研究の意義を記述しない。

このような計算テストの結果は、実験的な観察と分離されるべきである。各人工サンプルには既知の生成法則があり、特定の分析障害をチェックすることができる。自然界がこの法則を選んだことを裏付けるものではない。したがって、有用なレポートは回復と障害モードの両方を含む。例えば、距離の範囲が狭すぎると、二つのモデルは完全なシミュレーションでも事実上区別できない可能性がある。この領域を事前に示すことは、多くのコントラストを持つ一つの好例の後ろに隠すよりも役立ちます。

費用と情報

実用的な最適化は、測定コストを考慮する必要があります。一つのモードは大きな信号を与えるが、長い調整が必要であり、発射成功率が低い。もう一つは、個々のイベントごとに弱いですが、独立したデータを収集し、より頻繁にキャリブレーションを行うことができます。振幅の比較は、この交換を逃すだけです。限られた時間、粒子数と利用可能な制御セットで情報や精度の観点から表現された目標が必要です。

一貫した結果を得るためには、最も好ましい背景パラメータだけでなく、合理的な不確実性も評価することが有用である。温度がわずかにドリフトすると、温度が確実でしかわかっていない場合に優れたチューニングは貧弱である可能性があります。より適度なプロトコルは、許容範囲内で識別可能性を維持することがある。したがって、持続可能な設計の課題は、予測される知識の誤りにもかかわらず意味のある実験を選択することである。

物理的な制限もあります。実際のインストールでリンクされている場合、各設定を個別に最適化することはできません。質量は準備に影響を与え、幾何学は機械的応答に影響を与え、保持時間は生存の可能性に影響する。許容可能なコントロールセットは、これらの接続を記述する必要があります。それ以外の場合、プログラムはオブジェクトが準備またはカウントできない領域で数学的最大値を見つけるでしょう。実現性チェックは計算自体に含まれており、後で美しい結果に追加されません。

再実行可能な実験を定めるアーカイブ

基礎はペダリーノとDOI 10.5281/zenodo.17502163の共同著者のオープンセットであり、Natureの記事649, 866–870に関連付けられている。その測定部分は、2025年四月22日からのスキャン、パワーと参照信号の表、および質量スペクトルを含みます。アーカイブには、視認性を抽出し、マクロ性を計算するためのプログラムとTalbot-Lauモジュールが含まれています。材料はCC BYライセンス4.0で配布されています。[15, 63]

繰り返しますが、アーカイブ自体が最初に記録されます。元のZIPのチェックサムMD5は7917961b27676f4e9df3af6d3b01c374と等しい。この識別子は、特定のバイトとその後のページ更新を区別します。次に、ソースファイルは変更せずに保存され、実行は別の作業コピーで実行されます。ライブラリのバージョンと正確なコマンドは、計算用の付随する命令に与えられます。

次に、構造の初歩的なチェックが実行されます:テーブルは95の名前を特定し、それぞれが41位置を持つファイルに対応し、カウンターは非負であり、変位ユニットはナノメートルからメートルに変換します。実行ごとに三つのグリッドの実際のパワーは、テーブルから取り出されます。これらの線の代わりに平均的な電力のみを使用することで、パスの確率が変化し、発行された手順の繰り返しになることはなくなった。

データセット全体には、3895 個の数値点と、10 772 714 カウントが含まれる。これは異なる二種類の量である。一つの数値点は、ある位置で多数の事象を積算した結果を表す。選んだすべての行の積算時間は一秒であるため、この特定の時間に限って、計数と数値上の計数率が一致する。別の表では、時間を明示的に掛ける式に置き換える必要がある。

内部制御ファイルは、文献記述とは独立して処理を繰り返すことができるが、すべてのキャリブレーションを正確な物理的事実に変換するわけではない。例えば、参照フラックスは別々に測定され、公開された確率で固定番号として使用される。より完全な分析には、この測定の不確かさを含めることができる。元の手順を再現すると、その条件を維持し、正確に指定します。



図 30。公表されたナトリウムのデータを検証する二つの道筋。著者が公開した手順の再実行と、個々の計算の独立した検証である。アーカイブは、各 41 位置の 95 走査、すなわち 3895 測定点と、10 772 714 件の検出事象を含む。独立した経路には、選んだ走査 54 と積分の検証を含める。公開された手順では、長さは 10 nm に固定されている。これは、校正の前提を保った解析の再現であり、新たな実験でも、校正の全面的な再評価でもない。

一走査と可視度の独立した抽出

複雑な出力の前にデータを見るには、スキャンSodium_int_powerscan_54が選択されます。選択ルールは、15,2 mWに最も近い二番目の配列の電源を持つ行です。最大コントラスト検索は使用されなかった。実際の出力は15,252 mWです。41 ポジションでは、132 283 カウントが登録されます。

既知の期間では、信号は一定の項、コサインおよび正弦の和として書くことができる。この記法は三つの係数で線型であるため、正方形の和の最小値は通常の線形代数を用いて見つけることができる。係数は、視認性と位相に変換されます。これは同じ正弦波記述への独立した経路であり、非線形フィットと比較するのが便利である。

選んだ走査では、位置あたりの平均計数 3217,865、可視度 0,07320、その残差に基づく標準誤差 0,00814 が得られた。採用した座標原点での位相は、−2,58149 rad である。図には、実際の計数と独自の当てはめを示す。縦線 √n は、見やすいポアソン尺度を与えるだけである。可視度の誤差推定は、線形回帰の残差共分散行列から計算した。

この結果は、記事全体の最大視認性ではなく、一つのあらかじめ選択された行を指します。一つの正弦波の美しいフィット後に実行、ドリフトと電源の変化間の変動は消えません。最終分析では、提供されるすべてのデータと各設定の完全な応答が重要である。

少数のイベントに対して、二つのノイズ係数の正のモジュラスとして回復される振幅は偏り分布を持つ。単純な対称誤差は不十分である。ここでは、高スコアは選択したスキャンの透過的な説明として線形フィットを使用できる。以下の基本的な制約は、抽出された可視性だけでなく、元のカウンタに基づいて再現される。

$$n(x) = a + b\cos(2\pi x/d_g) + c\sin(2\pi x/d_g)$$

$$V = \frac{\sqrt{b^2 + c^2}}{a}.$$

(12.2) 線形フィットは a, b, c を決定する。可視性への遷移は非線形であるため、これらの係数の完全な共分散を転送することでその誤差が得られる。

$$\phi = atan2(-c, b)$$

$$\mathrm{Var}(\widehat{V}) \simeq (\nabla V)^T \mathrm{Cov}(\hat{a}, \hat{b}, \hat{c})\, \nabla V.$$

(12.3) 相は格子変位の開始に対して決定される。分散公式は局所近似であり、振幅がゼロに近い場合、全分布を用いる必要がある。

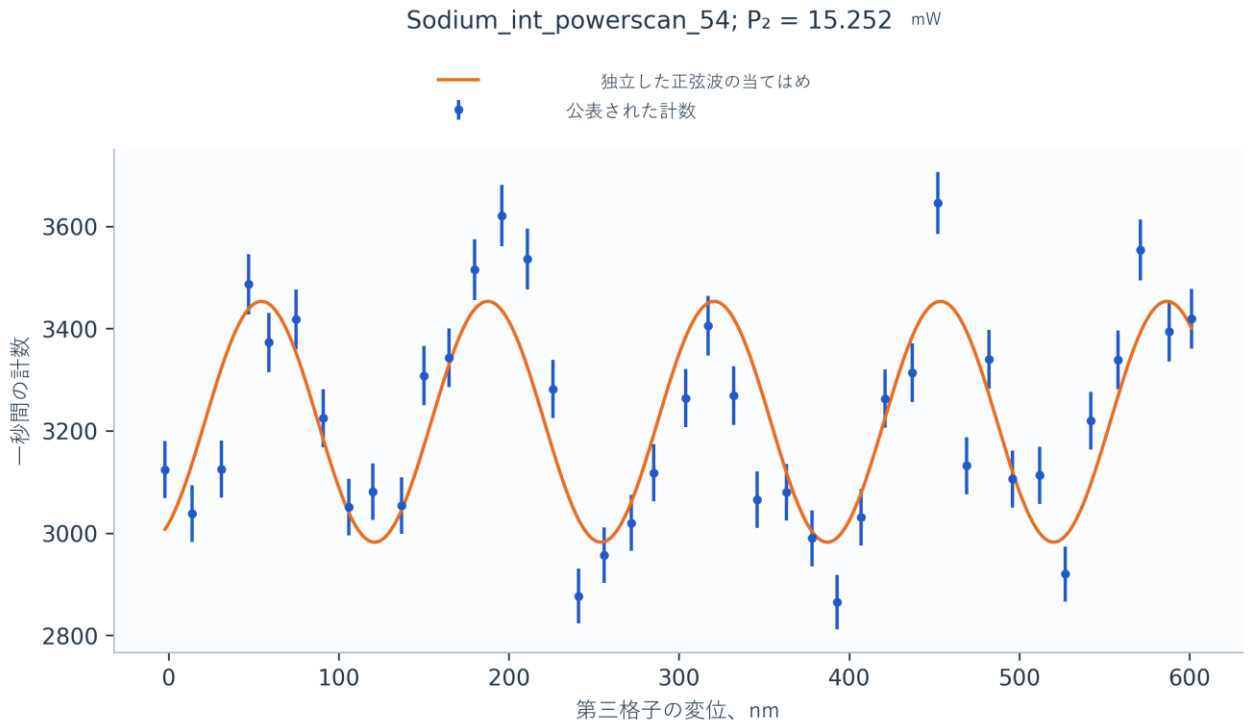


図31。公開スキャンサンプル54と独立した線形正弦波フィット。選択は、15,2 mWに電力の近くに基づいて行われました。受信した V = 0,07320 ± 0,00814; エラーはテキストに記載されています。Pedalinoなどからのデータ、CC BY 4.0; 処理と描画は本書のために行われました。[63]

検出確率は変更にどう依存するか

元の手順は、最小限のマクロリアリスティックな修正のファミリーを考える。その古典化時間 τ e は電子質量に正規化される; 長さ ℏ / σ q は空間スケールを決定する。これらの指定は、他のCSLの規約の強度と長さに直接等しくない。転送するには、生成器自体と質量の正規化を比較する必要がある。[65, 66]

まず、その振幅と位相作用を考慮して、三つの格子の通過の量子確率を計算する。非零調和は、軌道と質量形式係数に応じて修正係数を乗算する。リリースされているモジュール talbotlau.py のように、平均は速度と質量で行われます。選択した手順では、空間スケールは最終評価に使用される公開設定である ℏ/ σ q = 10 nmで固定される。

検出数 c と、別に測定した基準信号 C₀ をもつ点について、著者の解析は、通過確率 S に対する、二項分布型の条件付き尤度を用いる。基準信号は、一秒あたり 17,5–26,5 千計数であり、試行数として仮に固定する。この再現では、その測定の不確かさを伝播させていない。τ e に依存しない項は、事後分布の形に影響しないので、省略できる。中心となる操作は、すべての点の対数確率を、順に足し合わせることである。同時に、位相 −2,48 rad と、アーカイブの校正の依存関係を固定する。

後部分布は、選択したモデルのジェフリーズ事前密度を確率に掛けて得られる。時間 τ_e は、10^{14} から 10^{16} 秒までの 400 点の対数格子上で考慮される。論理グリッド - ノードを配置する方法。それはそれ自体がログ τ_eの均一な密度を指定していません。正規化すると、密度が決定される変数の間隔が使用される。

下の五パーセンタイル τ_5は、採用された後部密度の確率の5%がその下にあることを意味する。マクロ性の尺度を構築するために使用されます。これは、記述されたモデルとキャリブレーション内のベイズ推論である。量子力学が間違っていることは普遍的頻繁な確率ではなく、追加の収縮機構の存在を確立しない。

$$\log L(\tau_e) = \sum_i \left[c_i \log S_i(\tau_e) + (C_{0i} - c_i) \log(1 - S_i(\tau_e)) \right] + \text{const.}$$

(12.4)確率S_i は、制御、分布の平均化、選択された修正を含む。このレプリケーションのC_{0i} 参照数は、リリースされた分析と同じ扱いです。

$$p(\tau_e \mid \mathcal{D}) = \frac{L(\tau_e)\pi_J(\tau_e)}{\int L(\tau_e)\pi_J(\tau_e)d\tau_e}$$

$$\int_0^{\tau_5} p(\tau_e \mid \mathcal{D}) d\tau_e = 0.05.$$

(12.5) π j は選択したジェフリーズ密度である。より低い分位数は、その最大値からではなく、正規化された密度から計算される。

公表された推定値の再現

変更していない Macroscopicity_April2025.py と talbotlau.py を、元のデータで実行した。計算から、 $\tau_5 = 2{,}842065516 \times 10^{15}$ s、 $\mu = \log_{10}(\tau_5/1\ \text{s}) = 15{,}453634$ が得られた。論文の Methods 節には、$2{,}84 \times 10^{15}$ s と $\mu = 15{,}45$ が記され、抄録では 15,5 に丸められている。著者らが示した丸めの範囲で一致する。[15, 63]

さらに、最終密度と対応するガウス近似の間のクルバック・リーブラー発散を再現する: 0,001267708。記事は1,27 × 10^{-3}を示しています。ここでは、この値は結果の分布の形を特徴付ける; それは新しい物理学の誤った発見の確率を置き換えない。

物理結果を量子化の読み方から分離するために、密度は台形積分と隣接するノード間で補間される5%の位置によって独立に正規化された。 $\tau_5 = 2{,}827503744 \times 10^{15}$と$\mu = 15{,}451403$を取得しました。$\mu$の差は約0,00223であり、結果がMethodsで与えられる精度よりも小さい。これは、独立した物理キャリブレーションではなく、同じグリッド上の数値量子抽出のテストである。

測度 μ は、特定の種類の変更における制限時間の対数である。それは、世界の数、物体の意識度、またはその量子性の普遍的な割合に等しくない。その意味は、選択した力学系、質量正規化、および統計的制限手順によって決定される。このコンストラクトを一貫して使用する場合、試行間の μ の比較は意味がある。[65, 66]

その結果,公開した数値プロシージャはオープンセットから実際に再構成できることがわかった。同時に、ソースコードの反復と物理的記述の独立した構築は、異なる問題を解決する。一つ目は、データの可用性、計算の互換性、公開数です。二つ目は、キャリブレーション、代替背景、確率モデル自体を変化させなければならない。最後の問題では、次の章で別の制御された数値実験が構築される。

大きさ	出版	再計算
点数	3895	3895
5%量子化 τ_5 より低い	$2{,}84 \times 10^{15}$ s	$2{,}842065516 \times 10^{15}$ s
メソッドセクションの μ	15,45	15,453634
KLからガウス密度へ	$1{,}27 \times 10^{-3}$	$1{,}267708 \times 10^{-3}$
CDF補間を伴う μ	別個の公開結果ではない	15,451403サンプリングチェック

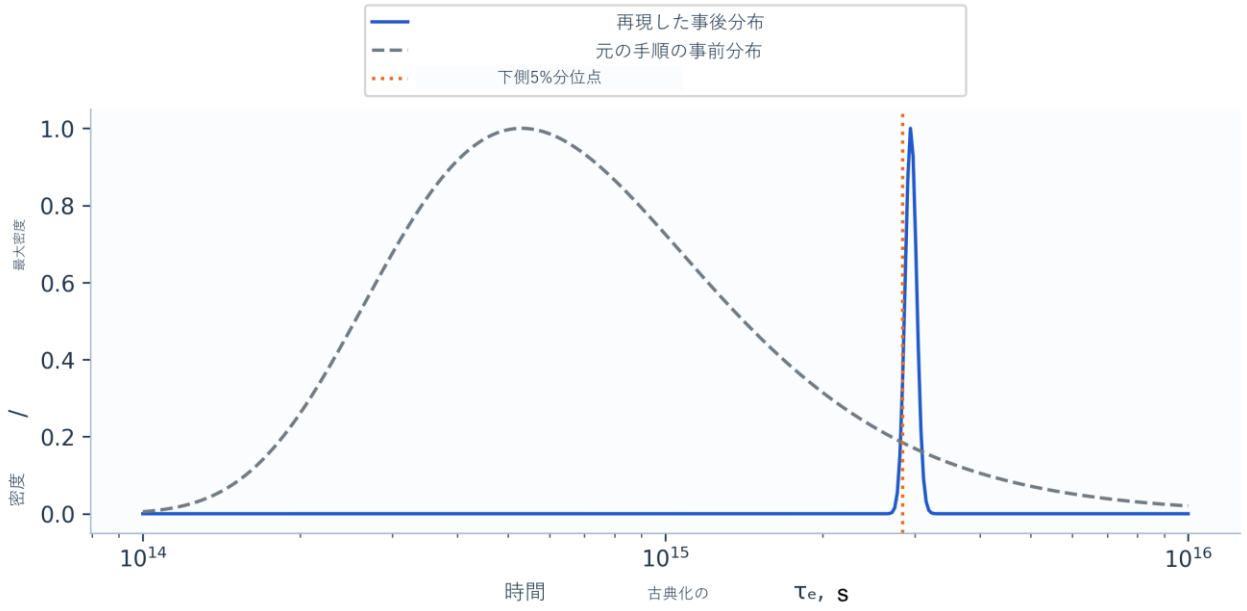


図32。オープン著者の手順を繰り返し実行した結果:古典化の後方時間密度とその下位五パーセント量子化。密度は、図だけのために独自の最大値に正規化されます。データと最初の手順[63]、独自の設計。

再実行で実際に検証したこと

実行された比較は、リリースした手順の設定を保存します。一定の長さの10 nm、与えられた質量ウィンドウ、位相および光物理依存性で計算を確認する。すべての空間長の最大値を発見し、すべてのキャリブレーションを再評価することは、異なるパラメータ空間を持つ異なる分析となる。彼らの結果は、オリジナルの記事がより広いプログラムについて議論しているため、単に記述された反復に帰着することはできません。

第七章と第九章では、この制限が重要である理由が示されている。ガス組成、格子振動、および暗い背景の処理は、推定された残留損失を変えることができる。一つのキャリブレーションで得られた結果は、それらのパラメータに対する感受性を示しない。追加のデータや明示的な境界付き感度分析を必要とするテスト。一般的な測定理論では、実際に使われる条件を含めることを要求する。

計算アプリケーションでは、元の測定は人工級数から分離される。実際のファイルは名前、小切手、および属性を保持します。人工的なシリーズはジェネレータと生成法則の初期数を保存します。この分離により、シミュレーションを架空の自然の観察に変換することなく、公開実験と統計的手法の両方をテストすることができる。

レプリケーションの後、次のステップの選択が具体的になります。一つのキャリブレーション関係を変更し、結果のシフトを測定することができます。ソースとトランスミッションを共同で評価できます。19–21章では、真のパラメータが知られているモデル上で、完全探索のテスト、導入信号の復元、インターバルカバレッジと新しい条件の予測が行われる。ここでは、このモデルは実際の実験的サポートと明確な転送制限を受ける。

オープンなナトリウムアーカイブは、リリース手順で$\mu = 15{,}453634$を再現可能な外部結果を提供します。このチェックの有用性は、ファイル、確率と数の間の追跡可能な関係です。次のレベルの研究では、不確実なキャリブレーションと競合するバックグラウンドで同様の透明性が必要です。

第三部 重力と物理的な時計

第 13 章 重力を量子論の世界像に含める難しさ

石が落ち、原子が干渉し、時計は異なる高さでテンポを変えます。これらのプロセスにはそれぞれ、動作可能な物理的な記述がある。重力源が一つの古典的な軌道で位置を置き換えられない物体になると、困難が現れる。重ね合わせのマスで作成されるフィールドは何ですか? 物質そのものが量子力学に従えば、幾何学はどうなりますか? 二つの偉大な理論の不適合に関するよく知られたフレーズは、いくつかの異なる問題を隠している。

併用できても統一とは限らない

従来の量子問題では、空間はデバイスの位置を特定し、時間は操作のシーケンスをマークし、状態は研究中のシステムを記述する。この計算システムを維持しながら、ソース軌跡、外部フィールドの形状、および検出器設定を洗練することができます。一般的な相対性理論では、幾何学自体が力学に関わっており、エネルギー分布は距離と時計の動作に影響する。したがって、記述を組み合わせると、力の公式だけでなく変化します。問題は、状態が一般的に定義される物理的量について生じる。

この場合、量子力学と重力は同じ計算で定期的に使用されます。既知の地球電位を原子のハミルトニアンに加えれば、その波動関数の相に対する重力的寄与を計算するのに十分である。この近似では、地球は外部源の役割を担っている。計算は、与えられた場における量子物質の動きに関する質問に答える。重力場自体に対してどのような状態が許容されるのか、また、それがソースの量子変化にどのように反応するのかはまだわかっていない。

違いは、思考実験を通して簡単にわかります。重いボールが以前に左に置かれている場合、原子の動きは、その隣に計算することができます。ボールが右にあらかじめ設定されている場合、別の計算結果になります。しかし、二つの位置間のコヒーレンスを維持するボールの状態は、相互作用が両方の枝と相互相にどのように作用するかを指定する必要がある。ボールの平均位置を置き換えることは、この動的を再現する必要はありません。平均座標値は、量子状態に関するすべての情報を含んでいない。

三つの独立した目標がこれに従っている。古典場における量子物質の研究、古典場と量子物質の一貫したダイナミクスの構築、あるいは重力の自由度を定量化することができる。彼らの予測は時々、アクセス可能な方法で一致します。二台の車の同じ速度が同じエンジン設計を意味する

のと同じように、一致はアプローチを同一にしません。実験は、偶然が停止する値を探さなければならない。

低エネルギーで使う理論

しばしば問題は鋭く定式化される:重力の量子化が常に無意味な無限大をもたらすかのように。より正確な記述は、任意に高いエネルギーで理論の予測力に関するものである。アインシュタインの通常の作用をすべてのスケールで究極の量子論と考えると、新しい必要なパラメータが現れる。しかし、これは、その小型さに基づいて一貫して補正を考慮に入れ、適用範囲の制限された領域での使用を妨げるものではない。

このアプローチは、有効場理論と呼ばれる。John Donohue の論文 1994 は、未知の高エネルギー物理学から低エネルギー量子寄与を分離し、特定の長距離補正を得る方法を示している。これは一般的な主張にとって深刻な制限である: 量子重力が何も計算できないという主張は虚偽である。しかし、効果的な記述は宇宙の最も初期の段階または特異点の内部領域の完全な画像を提供するとは主張していない。[30]

ここでの効率性は正確さを制御することを意味する。長い波が研究されている場合、その長さよりもかなり小さいソースデバイスの詳細は、いくつかのパラメータによってのみ計算に含めることができる。エネルギーが増加するにつれて、詳細を考慮する必要があります。同様の原理により、すべての分子を追跡することなく水の流れを計算することができる。類推は近似の組織化に関するものであり、空間が特定の顕微鏡的媒体から成っていることを証明しない。

特徴エネルギー E を持つ過程に対して、量子重力小さの自然な無次元指標は G, Planck 定数と光速から構成される。従来の実験室のエネルギーが、幾何学に対する強い量子補正の体制から遠く離れている理由を示している。しかし、通常の力に対する弱い補正と量子コヒーレンスを伝達する力の能力は異なる兆候である。二つ目は、プランクエネルギーに近づくことなく、相と相関の蓄積を通じて検証できる。

$$\epsilon_G(E) = \frac{GE^2}{\hbar c^5} = \left(\frac{E}{E_{\mathrm{P}}}\right)^2$$

$$E_{\mathrm{P}} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}}.$$

(13.1) これは、Eが関連するエネルギースケールを特定するプロセスの次元推定である。特定の実験の計算を置き換えるものではなく、重力の量子特性による実験がプランクエネルギーに達することを意味するものではない。

不確定な発生源はどの場を作るか

フィールドソースを選択すると、最も明らかなフォークが表示されます。半古典近似において、幾何学は量子物質のエネルギー分布の平均値によって決定される。量子メッセンジャーを記述するとき、相互作用は複合系の状態に作用し、二つの物体の自由度を接続することができる。第一のケースでは、平均化は接続自体の法則に含まれており、第二のケースでは、特定の観察結果が計算された後に現れる。これらの操作の再配置は予測を変える可能性がある。

一つの巨大なオブジェクトの二つのリモートパッケージを想像してみましょう。フィールドが平均密度によって決定された場合、プローブシステムは特定のソース分布に応答します。コヒーレントな相互作用の代替手段が維持されると、試行システムはソース位置と関連付けられる可能性がある。この区別を物質の二つの半分の写真に置き換えないことが重要である。空間重ね合わせ、古典的混合状態、および文字通り分離された質量はすべて同じ平均密度を持つが、利用可能な情報が異なる。

このことから、平均的なソースの記録が論理的に不可能であることは従わない。状態進化の法則、測定確率、場応答と許容される介入:理論全体を定義する必要があります。一方の方程式を他の方程式に調整せずに変更すると、非線形性や混合状態調製方法への予測依存、情報転送の問題が発生する可能性がある。このような性質は、アインシュタインの方程式に対する公式の外部的類似性によってではなく、合成系上で試験される。

古典量がランダムであり、量子系に関連付けられるハイブリッドアプローチもあります。オッペンハイムらによって研究された一貫した古典量子力学のクラスでは、この接続は量子セクタのデコヒーレンスと古典の拡散の間の制約を伴う。これは特定の数学的クラスの理論的条件であり、時空変動の観測ではない。その価値は、古典幾何学の仮定が追加のノイズの形で定量的コストで来るという事実にある。[43]

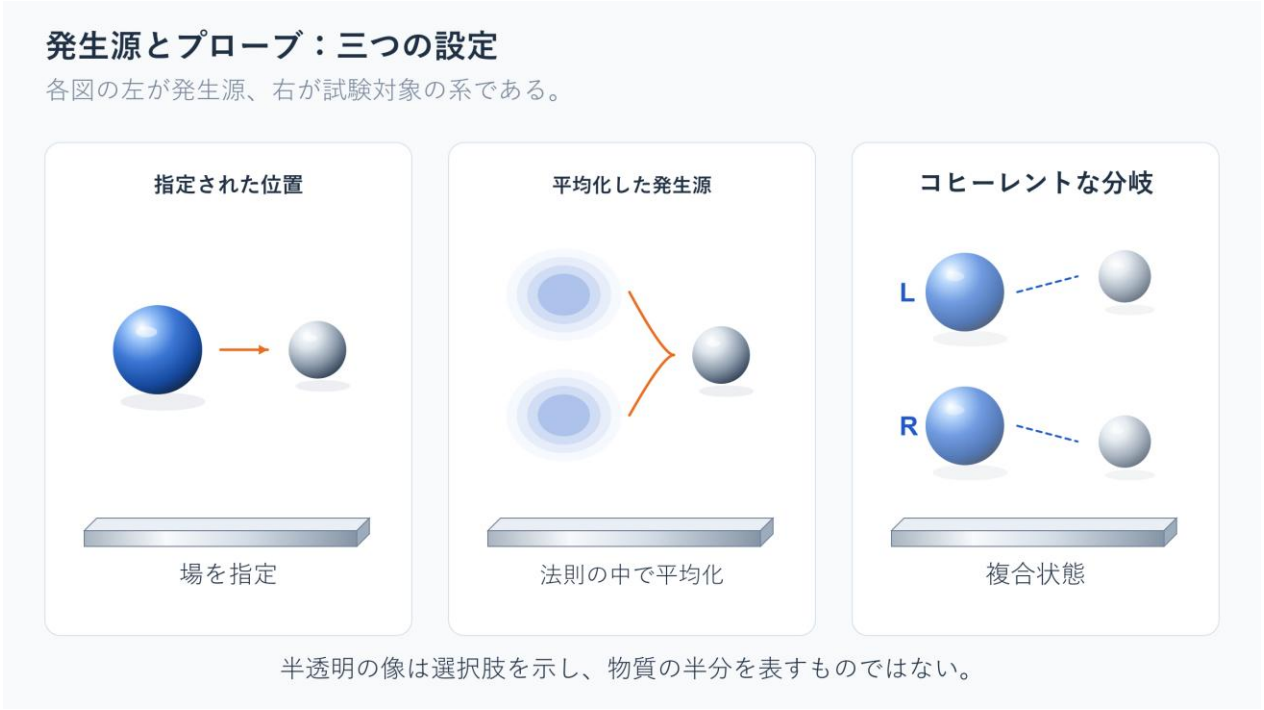


図33。ソースとプローブ問題の三つの定式化:与えられた場における運動、非条件平均源の場、コヒーレントな代替物の結合ダイナミクス。中央パネルでは、青色領域は密度分布を表します。右側のコンポーネントとプローブとの相関。透明な画像は物質の半分を意味しません。矢印は、力の方向ではなくモデル内の関係を示しています。このスキームは、モデルの実験的な選択を告知することなく、モデル間で区別する。

平均化した発生源の実験が検証したこと

平均的なソース質問には実験的な履歴がある。1981 PageとGeilkerは、アインシュタインの最も単純な半古典方程式とは相容れない結果を報告した。この例の強みは、場が量子物質とどのように関係するかに関する特定の規則をテストすることである。著者らは、決定的な証明としてではなく、重力の量子化のための間接的な支持としてこれを定式化した。[61]

コンテンツのフォークは、簡単な図で復元することができます。量子結果は、二つのマクロなソース構成のどれを実現するかを決定します。両方の構成を無条件に平均化し、この平均が唯一の物理ソースであると宣言すると、テストデバイスに対する一つの予測が得られる。読み取りが特定の記録されたコンフィギュレーションと相関している場合、別のルールが必要です。決定的に重要なのは、登録後にどの状態が使用され、特定の実験において正確にソースと見なされるかである。

したがって、実験的な議論は「古典的」という単語が現れるモデルには転送できない。確率的古典場、条件付き後測定ダイナミクス、および無条件平均場は異なる構成を表す。次のテストで

は、事前に準備、平均化、登録のためのルールを書き留める必要があります。この必要性は、重力問題と第三章で議論されている測定の問題とを結びつける。

難しい実験における小さな質量

重力信号は質量とともに増加するが、制御された重ね合わせでは大きな物体を保持することがより困難である。その内部の自由度、熱放射、残留ガスとの衝突、およびサポートとの通信は、追加の相互作用チャネルを作成します。距離を縮めると重力が増加し、電磁力を抑制するための要件が高まります。したがって、タスクは可能な限り重い体と最も近い隣人を選択することに沸騰しません。モデルが異なる特性を正確に保存する必要がある。

ウェストファルらの代表的な実験は、半径約一ミリメートル、質量約九十ミリグラムの金の球の、重力結合を測定した。研究は、2021 年に Nature に発表された。小さな発生源の古典的な引力を、高感度で測定した実証である。そこで、二つの大きな質量の重ね合わせに、主張される重力もつれを作ったわけではない。この結果は、測定条件を実現した点で重要だが、その科学的な意味を、量子的な媒介の確認にまで広げてはならない。[31]

実験全体では、状態の準備、十分に長いコヒーレンスの保持、制御された相互作用、相関の信頼できる読出しという、いくつかの技術を組み合わせる必要がある。各段階が単独で成功しても、全体のプロトコルの成功は、まだ保証されない。例えば、冷却手段が保持中に雑音を加えたり、波束を分ける装置が、対象間の望ましくない相互作用を生んだりする可能性がある。装置のパラメーターは相互に関わる課題をなし、一つの性能を改善すると、別の性能を悪化させる場合もある。

これは予備計算の値を説明します。どの特性が実際に実験を制限しているかを示すことができます:温度、距離ドリフト、ランダムチャージ、読み込み時間または繰り返しの数。このような分析がなければ、理論の区別性を改善するためにほとんど役に立たないコンポーネントを完成させるのに数年を費やすことができる。良いモデルは、基本的な結論が依存する仮定を明確にしながら、エンジニアにとって測定可能な目標を策定するのに役立ちます。

幾何学と準備の数値的な誤差の内訳

難点の列挙から、一つの計算の誤差の内訳へ進むと有用である。次章では、各 10^{-14} kg の二つの質量、中心間距離 d = 450 μm、分岐の分離 s = 250 μm、保持時間 t = 2 s を用いる。これは学習用の構成であり、装置で同時に達成した性能と称するものではない。質量と幾何学の誤差を、

もつれを生む位相の誤差へ変換し、その結果を解釈するために必要な対照を確認するために用いる。ここで Δ は、分岐 LL と RR の位相の和から、LR と RL の位相の和を引いた量を表す。なぜこの組合せがもつれを決めるかを、次章で示す。

点ニュートンエネルギーの場合、位相係数は $m_1 m_2 t s^2/[d(d^2-s^2)]$ に比例する。各入力の小さな変化は、対応する対数微分によって乗算される。したがって、d における誤差—マイクロメートルとs における誤差—マイクロメートルは異なる価格を持つ。sがdに近づくにつれて、微分は増加する:信号の増加は幾何学に対する感度の増加を伴う。これはモデルの特性であり、測定装置の欠点ではありません。

表は、説明的な独立した標準の不確かさを提供します。微分を計算するとき、小さなs/dの近似を伴わずに正確な四分岐公式が用いられた。各行は、標準の不確かさ Δ への貢献を示しています。二次加算は約0,00399 rad、または位相係数の1,59%を与える。キャリブレーションが相関している場合、この加算の代わりに全共分散行列が必要である。例えば、一般的な画像スケールエラーはdとsを同時に変更します。

一定のキャリブレーションの不確実性と実行から実行までのランダムな変動は、異なる効果を持つ。第一に,許容予測範囲を拡大する。第二は、平均状態の位相をさらにぼかすことができる。表の数字は自動的にデコヒーレンスインデックスに置き換えることができません。これを行うには、ドリフトの時間統計を測定し、二つのオブジェクトと四つのブランチに共通する変動を決定する必要があります。

固定パケットの仮定も物理的実装を必要とします。無料パッケージは拡大しており、ポテンシャルを保持して制御することでフォームとフェーズが変更される。既知の幅を持つガウスパケットの場合、座標分布上のニュートンポテンシャルを平均化するか、状態全体を数値的に伝播することができる。狭さの前提条件(幅は最小距離d − sよりもかなり小さい)は、そのような平均化が小さな補正である領域だけを指定する。パケット移動チェックを置き換えるものではありません。

将来的に、可視度vは準備、露出および混合後に各二分岐サブシステムのコヒーレンスを特徴付ける。単一の v の使用は、これらのチャネルが同一であることを確認した後にのみ許容される。読み取りエラーは別々に入力します。この部門は、量子資源そのものが減少したかどうか、または登録能力が悪化しているかどうかを理解することを可能にします。

$$\frac{\delta \Delta}{\Delta} = \frac{\delta m_1}{m_1} + \frac{\delta m_2}{m_2} + \frac{\delta t}{t} + \left(\frac{2}{s} + \frac{2s}{d^2 - s^2} \right) \delta s - \left(\frac{1}{d} + \frac{2d}{d^2 - s^2} \right) \delta d .$$

(13.2) パラメーターの小さな変化の線形な伝播。共分散 Σ をもつ標準不確かさについて、 $\sigma^2 \Delta = J \Sigma J^{T}$ を用いる。J は、入力に関する Δ の微分を並べた行ベクトルである。

図示的位相不確実性予算

入力	仮定した不確かさ	σ Δ への貢献
最初の体の質量は	1 %	0,002511
第二の物体の質量	1 %	0,002511
距離d	0,5 μm	0,001086
分離距離 s	0,5 μm	0,001453
相互作用時間 t	1 ms	0,000126

これらは計算に指定された不確実性であり、実験プラットフォームの達成精度に関するレポートではない。

弱い意図しない結合が決定的になる理由

重力の解釈は、外力の絶対的な小さではなく、その有益な効果との関係によって決定される。10^{-14} kgの二つの同一質量に対して、各物体上の一つの素電荷は、同じ幾何学形のクーロンエネルギーを1/rに与えるが、ニュートンの約$3{,}46 \cdot 10^{10}$倍である。この比較は、電荷が実際に存在すると仮定しない:そのような準備エラーのコストが計算される。

両方の残差電荷を連続的に減らすことができれば、重力の一パーセント以下のクーロンの寄与は、約$5{,}4 \cdot 10^{-7}$の素電荷よりも小さい各電荷の大きさに対応する。単離された身体の場合、これはその自由電荷の利用可能な分数値の説明ではありません。この数は、電磁相互作用の中立状態と独立制御の必要性を示しています。電荷のゼロ和は、双極子モーメント、不均質表面ポテンシャルと偏光をまだ排除しない。

校正は、四つの枝の相の組み合わせを正確にチェックする必要があります。二つ目の状態の全ての状態において一つのオブジェクトに対して等しく作用するフィールドは局所的な位相を与え、読み込み軸を選択することで除去できる。両方の物体の状態に依存する接続は、重力と同じ絡み合った結合を生成することができる。したがって、平均加速度を測定し、低背景ノイズを示すことは、まだ非重力相関源を排除しない。

コントロールシリーズは距離、方向、遮蔽および電荷準備条件を変えることによって整理することができます。各変更には独自のモデルが必要です:画面は変動や機械的結合を追加しながら静電結合を抑制することができます。最終的な分析では、幾何学的キャリブレーションと外部相互作用の検証された境界は、絡み合った証人を伴う必要がある。さもなければ、最終状態の量子的性質は確立されるが、その発生の理由ではない。

$$\frac{|U_{\mathrm{C}}|}{|U_{G}|} = \frac{|q_{1} q_{2}|}{4\pi\varepsilon_{0} G m_{1} m_{2}}.$$

(13.3) 比は同じ距離の点電荷と質量を指す。拡張中性物体には、異なる電磁モデルが必要である。



図34。二つの小さな質量間の外部接続の制御の概念マップ。個々の局所制御と全体的な機械的設計を示すアーティストのセクションビュー。拡張された回路は、サポート間の残留電荷、表面フィールド、および伝送を強調します。中型モデルにはガスや熱放射も含まれます。図は、必要な重ね合わせまたは重力の絡み合いの達成を確認せず、定量的な描画を指定していません。

答えの段階

最初の可能な答えは相互作用自体に関するもので、観測された信号は選択した範囲の重力と一致している。次のものは物質の量子状態に関するものである:相互作用、絡み合いまたはその他の所定の性質が生じる。より強い結論は、メディエータに関する:データは相互作用の通信の古典的モードのクラスを除外する。さらに遡ると、場の量子論や相対論的力学、幾何学の最終微視的理論に関する記述がある。

これらのレベルの間に追加の引数が必要です。仲介者について結論付けるには、身体間の他の接続を除外し、その状態の初期独立性を確認する必要がある。重力に関する結論を引き出すためには、場の量子が何を意味するのか、どのモードが研究されているのかを明らかにする必要がある。基本的な理論を選択するには、競合するオプションが発散するオブザーバブルが必要である。一つの成功した相関曲線は、このすべてのコンテンツを自動的に運ばない。

この手順は、実験室実験の重要性を軽減しない。それどころか、達成可能な結果を事前に決定することができます。広いが特定のモデルのファミリーを排除することは、決定的な理論が選択されていない場合でも研究の方向性を変えることができる。新しいノイズ制約も意味があり、代替ダイナミクスが複数の次元に一度に応答するように強制する。可能な説明のスペースが減り、次の決定的な実験がより明確になると、科学は進歩します。

第 14 章 二つの質量と媒介の検証

最初に二つの小さな大衆を独立して準備しましょう。それぞれが二つの空間位置のコヒーレントな重ね合わせである。それらは相互作用するために残され、その後測定結果が比較される。外見上、この実験は非常に弱い力の研究に似ています。相互作用は、もはや二人の参加者の独立した状態によって記述できない状態を作り出せるだろうか?

四つの選択肢から一つの状態へ

2017では、ボーズ群とマーレット-ヴェーダル群は、メディエーターの非古典的性質の証拠として重力的絡み合いを用いることを提案した。Bose et al.のバージョンでは、空間状態はスピンに結合され、所望の相関をスピン測定を通して読み出すことができる。これらは実験的な提案と理論的議論である。彼らの出版物自体は、重力の絡み合いが文書化されたことを意味していない。[32, 33]

学習用の計算では、各質量について、明確に区別できる二つの位置 L と R だけを残せばよい。空間的な波束は、相互作用する対象間の距離に比べて狭いと仮定する。初期状態は、振幅の絶対値が等しい、LL、LR、RL、RR の四つの組合せを含む。独立した準備は、二状態の積を与える。初めには、もつれはない。

各組み合わせでは、質量間の距離が異なるため、重力ポテンシャルエネルギーも異なります。露出中、異なる枝は異なる相を得る。これらのフェーズが最初のオブジェクトの別々の貢献と二番目のオブジェクトの別の貢献に完全に分解できる場合、状態は積状態のままです。そのような分解が不可能な場合、絡み合いが起こる。したがって、蓄積された段階の大きさが重要であるだけでなく、二つの位置への一度に依存する。

最も単純なモデルでは、露光中の位置は固定され、パケットの分離と収束の間の動きは重要ではなく、損失はない。これは意図的に限定的な説明です。代数と桁数を確認することができます。実験を設計する場合、位相は制御間隔を含む実際の軌道に沿って統合されなければならず、重力と同じ計算に追加の相互作用を含める必要がある。

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{2}\sum_{a,b\in\{L,R\}} e^{i\phi_{ab}}|a\rangle_1|b\rangle_2$$

$$\phi_{ab} = \frac{Gm_1m_2t}{\hbar r_{ab}}.$$

(14.1) この相の正の徴候は、負のニュートンエネルギーU = −Gm₁m₂/rと進化因子exp(−iUt/ℏ)に続く。距離が変化すると、値 t/r は時間とともに 1/r(τ) の積分に置き換えられます。

局所的には消去できない位相の組合せ

最初のオブジェクトの状態に任意の位相を L または R だけに応じて追加します。そのような操作は個々の係数を変更しますが、オブジェクト間の相互作用を作成しません。それらを減算した後、四つの相の一つの本質的な組み合わせが残る。それは、異なるマークの位相の和を除いた同一マークの位相の和に等しい。係数の等しいモジュライを持つ理想的な状態の絡み合いを決定するのは、この値です。

この結果は、目に見えない中間粒子の画像に頼らずに検証できる。状態係数は二対二の行列を形成する。二つのベクトルの積に対して、その行列式は零である。ここでは、決定元は二つの複素数の差に比例する:一つは位相LLとRRの和を含み、もう一つはLRとRLの和である。それらのモジュールは同じであるため、差はそれらの間の角度によってのみ決定される。

二つの二準位系の純粋状態のもつれを測る便利な尺度はコンカレンス（concurrence）と呼ばれ、以下ではCで表す。零は積状態、一は最大もつれ状態に対応する。式は効果の周期性を示しており、時間が長くなってもCが常に増えるとは限らない。位相は最大値を通過し、再び積状態に戻り得る。したがって、一つの保持時間の選び方が不適切だったというだけで、相互作用がもつれをまったく生み出さないと結論することはできない。

$$\Delta = \phi_{LL} + \phi_{RR} - \phi_{LR} - \phi_{RL}.$$

(14.2) Δ は、独立したフェーズである α_a と β_β が追加されても変化しない。

$$C = 2|a_{LL}a_{RR} - a_{LR}a_{RL}| = \left|\sin\frac{\Delta}{2}\right|.$$

(14.3) 最後の等式は $a_{a\beta} = \exp(i\phi_{a\beta})/2$ を用いる。純粋状態、直交枝および等級の初期振幅を指す。混合状態の場合、この短い公式は適用されません。

力の強さ以上に幾何学が決める

例えば、最初の位置の中心は距離 d で分離され、両方の質量は同じ直線に沿って枝の間に同じ量の s によってシフトされる。二つの組み合わせは距離dを持ち、一つはd+s、もう一つはd−sである。置換は点質量モデル内の正確な表現を与える。s が d よりずっと小さい場合、s の平方と d の逆立方体への依存は残る。

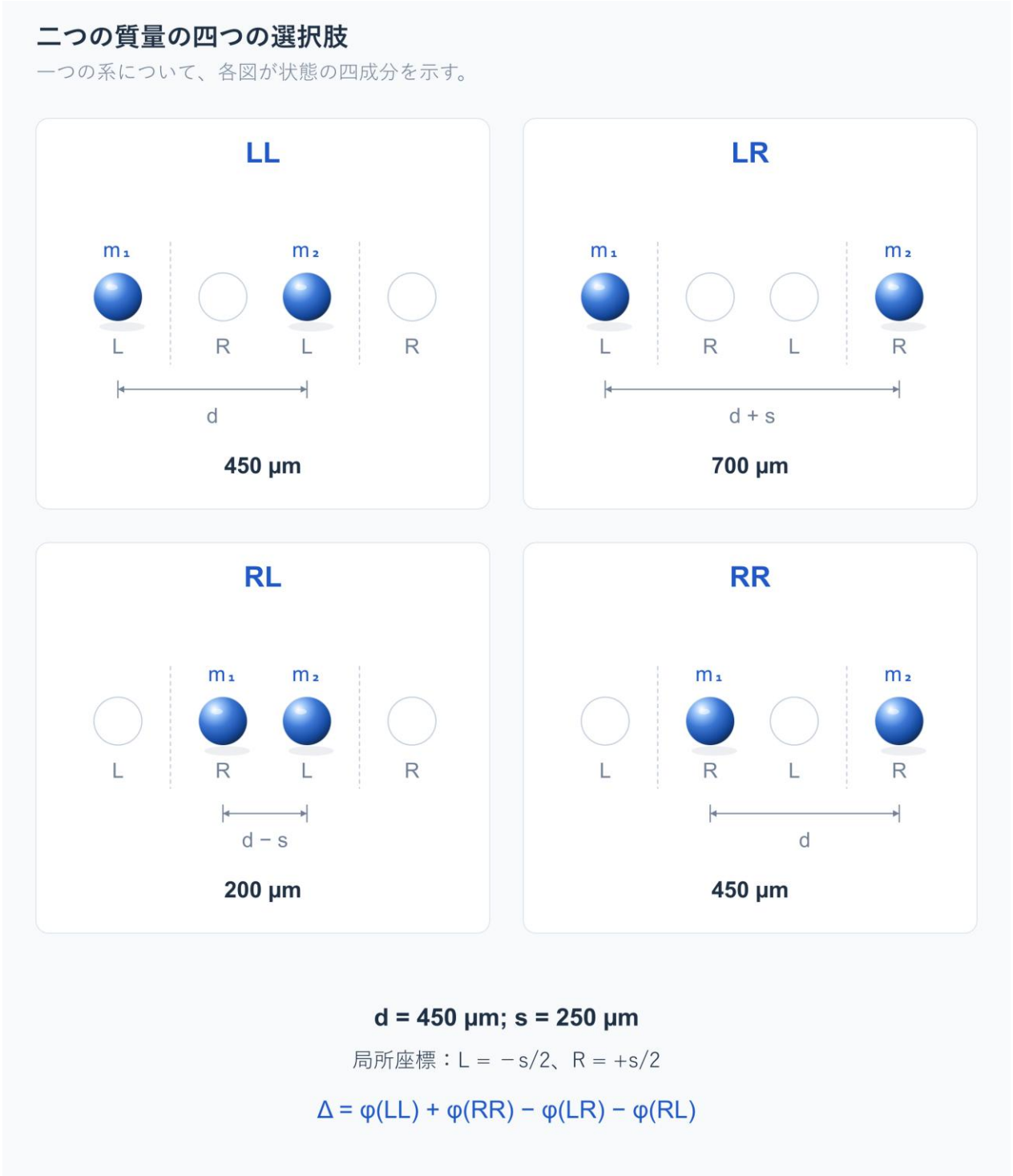


図35。局所座標L=−s/2とR=+s/2の一般向きを持つ二質量モデルの四つの成分。分岐 LL と RR では距離は d、LR-d+s、RL-d−s である。d=450 μmとs=250 μmのトレーニングには、450、700、200および450 μmがあります。グレーマークは両方の利用可能なローカル位置を示し、青い球体は各パネルの選択した代替手段を示しています。これらは一つの状態の構成要素であり、各枝の各体の質量は合計のままである。中心間の距離は示された値に比例し、球の直径は任意である。

結果は物理的な意味を持ちます。すべての枝のほぼ同じ加速度は、主に局所的な位相シフトを与え、それ自体がオブジェクトを接続しない。絡み合う部分は、代替物間の相互作用の違いに敏感である。したがって、異なるジオメトリに対する同じ平均力は、異なる有用な信号を与えることができる。パッケージ配置の選択は、インストールの容易さの問題だけでなく、基本的な測定の一部です。

実現済みの実験を表すとは主張しない仮定上の値として、$m_1 = m_2 = 10^{-14}$ kg、d = 450 μm、s = 250 μm、保持時間を 2 s と置くことができる。正確な式から、デコヒーレンスがまったくない場合に、Δ の絶対値は約 0,25 ラジアン、C は約 0,13 となる。ここでは s/d が半分を超えるため、s が小さいとする近似の精度は、すでにあまり高くない。この例は、美しい漸近式でも、工学的な結論を出す前に検証すべき理由を示している。

長い相互作用時間は相を増加させるが、同時に媒体にコヒーレンスを破壊する時間を与える。距離を小さくすると、測定誤差に対する感度が向上します。拡張体では、質量分布上の積分が必要である; 形状、向きおよび表面の近接の偏差は特に重要である。非重なり合う球状対称体の場合、ニュートンエネルギーは中心点質量のエネルギーと一致する。したがって、サイズは常に補正を必要としませんが、対称性の条件は正当化されなければなりません。

$$\Delta = \frac{G m_1 m_2 t}{\hbar}\left(\frac{2}{d} - \frac{1}{d+s} - \frac{1}{d-s}\right) = -\frac{2 G m_1 m_2 t s^2}{\hbar d (d^2 - s^2)}.$$

(14.4) d > s で、物体同士が重ならないことが必要である。s ≪ d では、分母を $\hbar d^3$ で置き換えられる。符号は分岐のラベルの付け方に依存し、C には影響しない。

$$U_{ab} = -G \int d^3x d^3y \frac{\varrho_{1a}(\mathbf{x}) \varrho_{2b}(\mathbf{y})}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}.$$

(14.5) ここで ϱ は質量密度を示し、a と b は対応する枝の位置や向きを表す。このエネルギーは、質量の形状と分布が重要である場合に点式を置き換える。

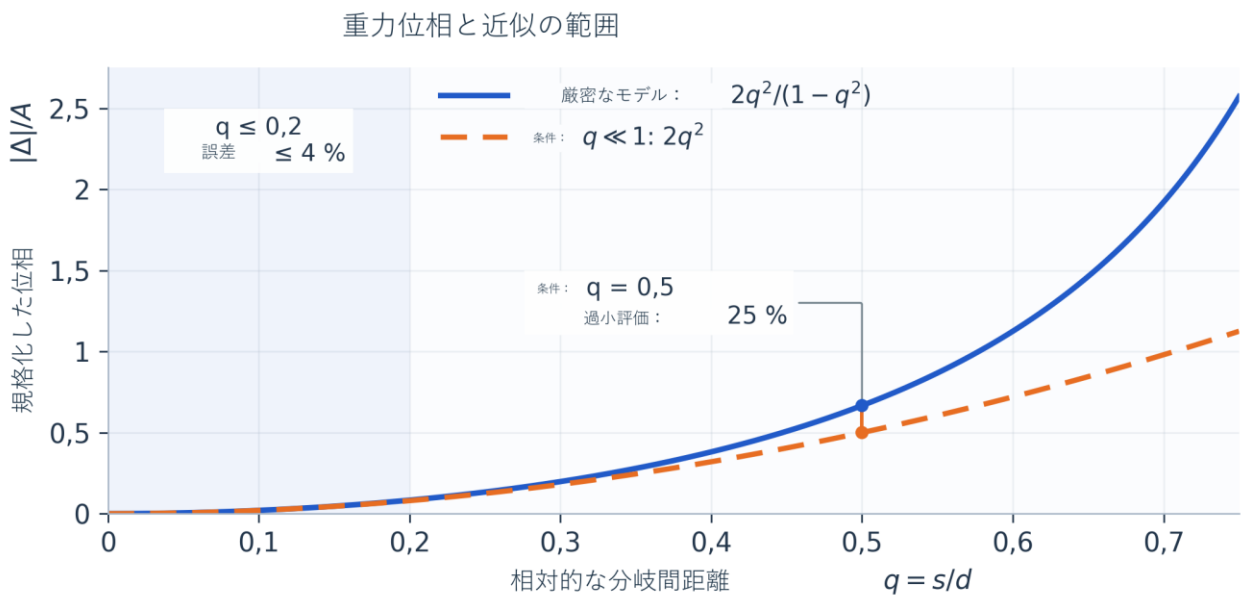


図36。固定$A = Gm_1m_2t/(\hbar d)$における点質量の正規化重力位相の計算ソリッドライン: $|\Delta|/A = 2q^2/(1-q^2)$、ここで$q = s/d$;点線: $q \ll 1$の近似$2q^2$。正確な値の相対的な過小評価はq^2に等しい: $q = 0{,}2$の場合、それは4%であり、$q = 0{,}5$の場合は25%である。これは実験データではなく、説明モデルです。

環境との相互作用の後に何が残るか

実際の結果は密度行列によって記述される。その対角要素は枝の確率を与え、非対角要素はそれらの間のコヒーレンスを含む。ランダム位相ノイズは、位置の確率を変えることなく後者を減らすことができる。したがって、ほぼ同じ四つのヒット周波数は重ね合わせの保存について何も言わない。他の基地での測定、干渉へのアクセス、または絡み合うための事前確認済みの証人が必要です。

単純な純粋なデコヒーレンスモデルでは、行列要素は位相係数と減衰を受ける。ただし、各ブランチに便利なレートを任意に割り当てることはできない。集約変換は状態の物理的許容性を維持する必要がある。特定のランダム力または正しいオープン系方程式からノイズを導出することがより信頼性が高い。状態遷移や粒子の損失、あるいは加熱がさらに起こると、対角線外要素に対する指数だけではもはや十分ではありません。

有効なモデルであっても、損失はデータ選択に影響を与える可能性がある。成功登録のみが分析されている場合は、成功を決定するものを示す必要があります。選択は観察された相関のタイプを変えることができる。ディテクタキャリブレーションと準備エラーも同様です。適切な計算は、ソースパラメータを省略を含む生の結果の確率に関連付け、絡み合いとその不確実性の推定を構築する。

観察可能な絡み合いの欠如には、いくつかの可能な理由がある:相互作用はそれを作成しない、環境があまりにも速くそれを消去する、選択した目撃者は十分に敏感ではない、またはまだほとんど測定がない。これらのオプションは、追加設定とコントロールシリーズで区切られています。負の結果は、特定の範囲の予測を除外するように定式化した場合に有用である。感度の見積もりがなければ、「絡み合わなかった」というフレーズは重力についてほとんど何も伝えない。

$$\rho_{ab,cd}(t) = \rho_{ab,cd}(0)\exp\{i[\phi_{ab}(t) - \phi_{cd}(t)] - \Gamma_{ab,cd}t\}.$$

(14.6) これは、物理的に一貫した速度 「 を持つ定常マルコフ純粋位相ノイズのチュートリアル形式である。それは環境の普遍的なモデルではなく、客観的な収縮のメカニズムを証明しません。

位相雑音の下での明示的な状態行列

混合状態への遷移は、追加の未定義係数なしで行うことができる。まず、局所的な位相読み出し軸を選択すると便利です。任意の四つの相は、共通の相、二つの別々のターンと相互作用部分に分解されます。$z_L = 1$と$z_R = -1$の場合、後者は $\Delta z_\alpha z_\beta/4$に等しい。局所回転はキャリブレーションによって決定され、測定中に補償される。

この操作の後、純粋な状態は $\exp(i\Delta Z_1 Z_2/4)|{+}{+}\rangle$ と書かれる。ここで $|+\rangle = (|L\rangle+|R\rangle)/\sqrt{2}$ と Z は二つの枝を区別する。補償は絡み合いを生まない:それは二つのローカル操作の産物である。しかし、補償誤差は特定の測定相関の値を変える。したがって、軸は同じサンプルに独立して取り付けることができず、その上で証人の重要性が宣言される。このような調整には、個別のトレーニングシリーズまたは検索の統計的会計が必要です。

各対象が、独立に純粋な位相減衰のチャネルを通ると仮定しよう。一粒子の行列では、対角成分を保ち、非対角成分に、零から一の範囲の v を掛ける。二粒子の行列では、一つの部分系のラベルが異なる成分に v、二つのラベルが異なる成分に v^2 が掛かる。これは、許容される二つのチャネルのテンソル積なので、状態全体の正値性は、構成によって保証される。

以下は、順序 LL, LR, RL, RR の行列です。同一の対角線を含んでいるが、量子特性を決定するには十分ではない。v= 0では、四つの枝の完全混合状態が得られる。v= 1では、純粋なフェーズのサンプルが復元される。中間値は、一定の位置検出確率を持つコヒーレンスの連続的な劣化を記述する。

定常局所位相ノイズの場合、$v = \exp(-\gamma t)$を設定することができます。このレート γ の定義は、単一粒子の対角線外素子を減衰することを指す。オブジェクトの損失、準備の非対称性、枝

の間のランダムな遷移は含まれない。そのようなプロセスが重要である場合、行列は個々のチャネルに応じて変化しなければならない。

$$\phi_{ab} = \phi_0 + \alpha z_a + \beta z_b + \frac{\Delta}{4} z_a z_b$$

$$\phi_0 = \frac{1}{4} \sum_{a,b} \phi_{ab}.$$

(14.7) $\alpha = (\phi\mathrm{LL} + \phi\mathrm{LR} - \phi\mathrm{RL} - \phi\mathrm{RR})/4$、$\beta = (\phi\mathrm{LL} - \phi\mathrm{LR} + \phi\mathrm{RL} - \phi\mathrm{RR})/4$ である。回転 $\exp(-\mathrm{i}\,\alpha\,Z_1)$ と $\exp(-\mathrm{i}\,\beta\,Z_2)$ によって、局所的な成分を取り除く。

$$\rho_v = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & v e^{i\Delta/2} & v e^{i\Delta/2} & v^2 \\ v e^{-i\Delta/2} & 1 & v^2 & v e^{-i\Delta/2} \\ v e^{-i\Delta/2} & v^2 & 1 & v e^{-i\Delta/2} \\ v^2 & v e^{i\Delta/2} & v e^{i\Delta/2} & 1 \end{pmatrix}.$$

(14.8) 行列は元の振幅に等しい直交枝、補償局所位相および同一独立位相減衰チャネルを指す。

もつれを示すための三つの設定

二つの二段階系の行列は厳密なチェックを持ち、二つ目の部分系上の部分的な転置は分離可能な状態に対する正性を保持する必要がある。二対二の次元では、この条件は分離性にも十分である。より高い次元では最後のステートメントはもはや真ではない。[59] 考慮中のファミリーに対して、スペクトルは明示的に計算され、その要素のうちの一つだけが負になることができる。

$C_0 = |\sin(\Delta/2)|$ と書こう。ネガティビティ、すなわち部分転置した行列の負の固有値の絶対値の和は、$\max[0,(v^2 + 2vC_0 - 1)/4]$ に等しい。したがって、しきい値は $v^2 + 2vC_0 = 1$ で定まる。もとの幾何学では、$v = 0{,}88256848$ となる。保持時間が二秒で、$v = \exp(-\gamma t)$ なら、もつれが生じるには $\gamma < 0{,}06245945\ \mathrm{s}^{-1}$ が必要である。これは、特定の状態モデルの境界である。

ここでは、完全な状態トモグラフィーは必要ない。分岐の基底でのパウリ行列を X、Y、Z とし、$q = \mathrm{sign}[\sin(\Delta/2)]$ を事前に固定する。三つの設定で足りる。両対象の X、次に第一の Y と第二の Z、最後に第一の Z と第二の Y を測る。三つの相関から、指標 S を作る。例の負の Δ では $q = -1$ なので、測定した三つの相関をすべて足し合わせる。

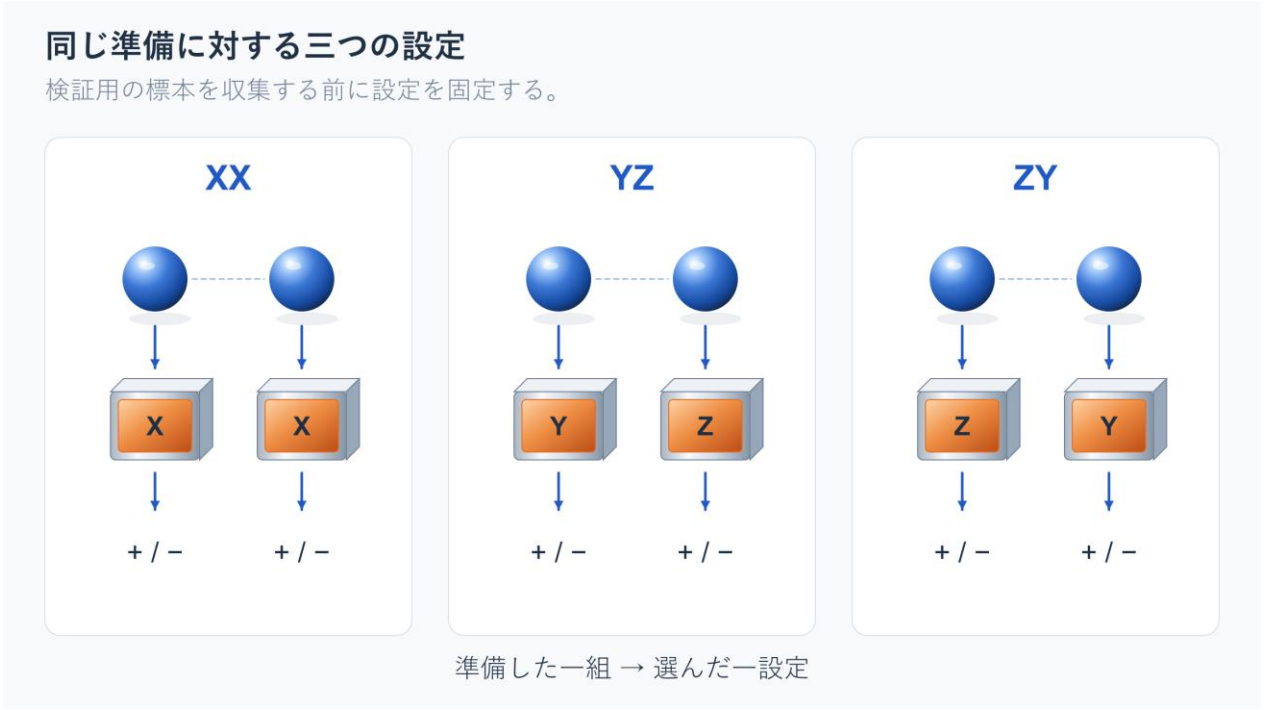


図37。あらかじめ選択された三つの設定XX、YZ、ZYに対して同じ準備が繰り返される。各ペアは一つの設定で登録され、四つの文字のペアのうち一つを与えます。互換性のない軸は同じペアでは同時に測定されません。メディエーターの性質に関する結論には、追加の前提と他の接続制御が必要である。

境界$S \le 1$は、選択したノイズファミリーだけでなく、任意の分離可能な二量子ビット状態に適用される。積状態の場合、相関は局所ブロッホベクトルrとsの成分の積の形式を持つ。次に、$S = r^{T}Ts$ で T は二つの座標を再構成し、その符号を変更する。スペクトルノルム T は一に等しく、ブロッホベクトルの長さは一を超えない。従って$S \le 1$。積状態の混合状態は直線性による不等式を保持する。

指定した行列では、$\langle XX \rangle = v^2$、$\langle YZ \rangle = \langle ZY \rangle = -v \sin(\Delta/2)$ である。したがって、$S = v^2 + 2vC_0$ となり、この特定のウィットネスは、部分転置の基準と同じ閾値に達する。この一致は、状態の族の対称性による。任意の混合状態では、$S \le 1$ を破らないことは、分離可能性を証明しない。別のウィットネスのほうが、感度が高い場合もある。

ここでの数学的検証の範囲は明らかです。選択された二つの自由度の特性を測定する。重力仲介に関する結論を引き出すためには、他の通信チャネルの初期準備と制御の独立性がさらに要求される。軸の局所的な変化は物理的に誤った絡み合いを生成することはできないが、未知のまたはデータ駆動の軸選択手順は統計的推定を歪める可能性がある。

$$\operatorname{spec}\left(\rho_v^{T_2}\right)=\left\{\frac{1+v^2\pm 2v|\cos(\Delta/2)|}{4},\frac{1-v^2\pm 2v|\sin(\Delta/2)|}{4}\right\}.$$

(14.9) 両方のペアは二つの値を含む。第一対は非負であり、第二の最小値はこの族のしきい値を決定する。

$$S=\langle X\otimes X\rangle-q(\langle Y\otimes Z\rangle+\langle Z\otimes Y\rangle)$$
$$W=\frac{I-X\otimes X+q(Y\otimes Z+Z\otimes Y)}{4}.$$

(14.10) 任意の分離可能な状態について、S ≤ 1、〈W〉 ≥ 0 である。S > 1 という違反は、もつれを示す。q はデータ解析の前に選ぶ。

$$v_{\text{crit}}=\sqrt{1+C_0^2}-C_0$$
$$\mathcal{N}=\max\left(0,\frac{v^2+2vC_0-1}{4}\right).$$

(14.11) C_0は理想的な純粋な状態を特徴付ける。負性Nと同時性C_0は異なる測度であり、ノイズ状態を識別できない。

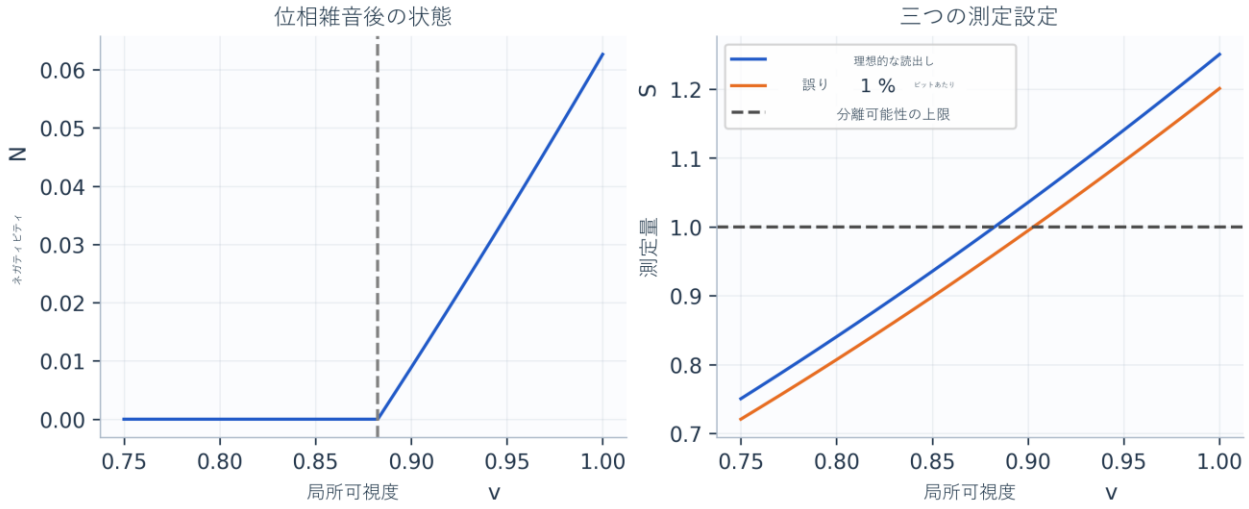


図38。二分岐モデルにおける絡み合い境界左側は混合状態の負性、右側は理想的な読みとエラー1 %の三調整指標Sです。受け入れられた幾何学では、状態しきい値は v = 0,882568 であり、そのような誤差を持つ直接証人のしきい値は v = 0,902822 である。これは、特定のモデルの計算であり、測定ではありません。

状態から検出器の四結果へ

三つの設定はそれぞれ、++, +−, −+, −−の四対のバイナリ結果をもたらす。相関は周波数から直接従う:等しい符号が+1に貢献し、反対の符号が−1に寄与する。XX設定の単一粒子平均もゼロでないため、全確率は四つの確率を必要とする。データを一つの尺度に削減することは証人にとって便利ですが、元の記録の損失につながるべきではありません。

第一対象Aと第二対象Bの測定において、対a,bの確率は、一の和の四分の一、二つの単粒子平均と相関項に等しい。選択された軸では、【X_1】 = 【X_2】 = v cos(Δ/2)、YとZの平均はゼロである。したがって、ほとんどのXXの結果は、準備が整うと++符号を持つが、他の二つの設定は均一に近いままである。

単純で、別途検証できる検出応答を導入する。記録する各符号が、確率 ε で、独立に反対の符号へ変わるとする。$\eta = 1-2\varepsilon$ とすると、一粒子の平均は η 倍、相関は η^2 倍に低下する。これは、すべての軸に共通する、対称な誤りモデルである。非対称な検出器には、対象ごとに二つの誤り確率と、設定ごとの固有の応答行列が必要となる。

v = 0,95 および $\varepsilon = 0{,}01$ の場合、期待される記録値は 1,095301 である。v = 0,90の場合、状態はPPTに従ってまだ絡み合っていますが、記録された指標はすでに一つ未満です。この未変換の証人の閾値は0,882568から0,902822に増加する。したがって、「状態は絡み合っている」と「特定の読み取り方法がそれを明らかにする」は、異なる定量的条件である。

この例では、登録エラーは相関から減算されません:基準は生の文字に直接適用されます。採用される対称モデルを考えると、これはブラッホベクトルの局所的弱化と同値であり、絡み合いを生じさせない。よく知られていない応答行列の反転は、人工的にSを増加させる可能性があり、キャリブレーションの不確かさが解析に含まれた場合にのみ許容される。

オブジェクト損失は別の結果変数を必要とする。以下の表は、正しい準備と登録されたペアに基づいています。このような慣例は、測定軸の選択の前に成功したイベントが宣言された場合や、設定から選択の独立性が宣言されると、隠れた結果が別のモデルによって正当化される場合に許容される。登録の確率が結果に依存する場合、四つの条件付き周波数は完全なテストを形成しません:可能性にギャップを含め、選択効果をテストする必要があります。

$$P(a,b\mid A,B)=\frac{1}{4}\Big[1+a\langle A\otimes I\rangle+b\langle I\otimes B\rangle+ab\langle A\otimes B\rangle\Big],\ a,b=\pm 1.$$

(14.12) これはプロジェクター(I+aA) /2と(I+bB) /2の誕生規則です。対称登録誤差により、平均は η(A)と η(B)に置き換えられ、相関は η^2(AB)となる。

$$S_{\mathrm{reg}} = \eta^{2}(v^{2} + 2vC_{0})$$

$$v_{\mathrm{crit,reg}} = \sqrt{C_{0}^{2} + \eta^{-2}} - C_{0}.$$

(14.13) 閾値は、応答補正なしで記録された相関を直接使用することである。右側が一つよりも大きい場合、この証人はこの読み取りでは利用できません。

v= 0,95と ε = 0,01の結果の確率

設定	P(++)	P(+−)	P(−+)	P(−−)
XX	0,928525	0,033310	0,033310	0,004856
YZ	0,278568	0,221432	0,221432	0,278568
ZY	0,278568	0,221432	0,221432	0,278568

各行の合計は、丸め精度で一に等しくなります。すべての値は、測定されていないモデルから計算されます。

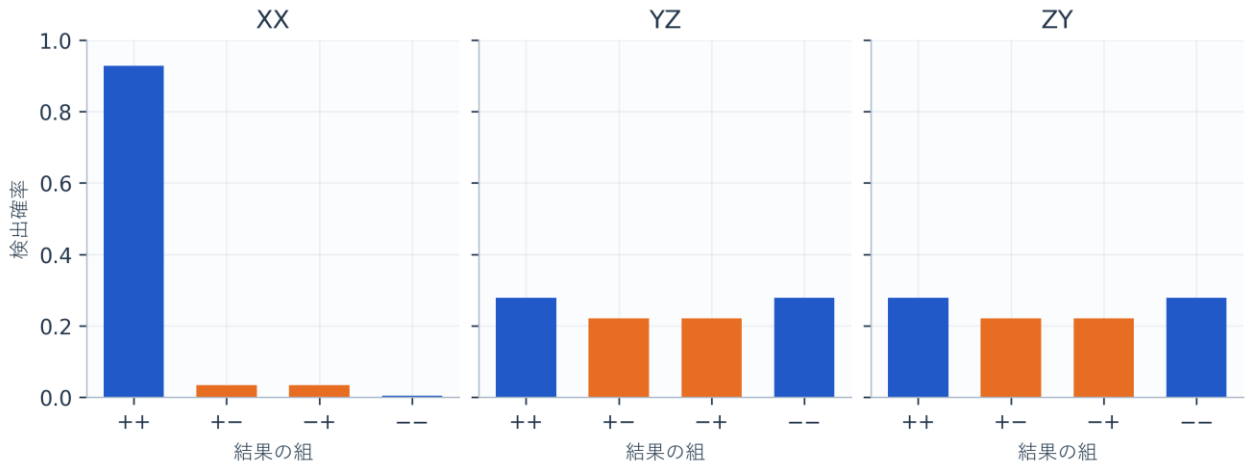


図39。v= 0,95と読み取りエラー1 %で設定XX、YZおよびZYの四つの結果の確率を計算しました。不規則性XXは、単粒子平均に関する情報も含んでいる。四つの結果は、後に分析するために記録に残されています。

このモデルに十分な反復数

繰り返しの数は、指定されたエラー確率に関連付けることができる。各設定がn回繰り返され、ペアは同じ方法で独立して準備され、データ収集の前に設定、qの記号、および停止ルールが固定されているとします。符号の積は−1と1の間にあります。ホーフディングの不等式は、推定者の分布にガウス近似を伴わない保守的境界を与える。[62]

三つの相関の合計について、h による真の値の過大評価確率は exp(−nh²/6) を超えない。分離可能な状態は S≤ 1 を持つため、推定値が 6 ln(1/α)/n のルートで一つを超えることを要求するだけで十分である。そして、絡み合いの虚偽宣言の確率は、受け入れられた条件の下でαを超えない。六の全体的な要因は、限られたバイナリ結果を持つ三つの独立した測定グループから生じる。

検出確率も計画上重要である。期待する余剰を δ = Sreg − 1 にします。誤検出における上界αと電源上の下界1 − βの両方を保証するには、少なくとも以下の式と同じくらいの大きさのnを選択するだけで十分である。信号の過小評価に結合した同じ濃度を適用します。期待された平均値に正確にしきい値を設定すると、その保証は提供されません。

δ = 0,095301、α = 0,01およびβ = 0,05の場合、これは29 787登録ペアの合計のために、設定ごとにn = 9929ペアになります。しきい値は1,052753です。この推定は意図的に保守的である。完全な四つの出力分布に対するより効率的なテストは、より少ないデータを必要とするかもしれないが、その利点は独自のキャリブレーションによって確立されるべきである。

乱数生成器の固定初期状態を持つ再現可能なシミュレーションでは、テーブルからサンプルを得る。それらは相関0,871085、0,132037および0,103636、すなわち推定S = 1,106758を与える。分離可能な状態におけるそのような過剰の確率に対応する上限は 6,44·10⁻⁹ である。これは与えられたモデルからの人工サンプルの結果であり、重力の絡み合いの登録ではありません。

追加の 20 000 回の模擬系列では、検出率は 99,80 % で、95 パーセントのウィルソン区間は、約 99,73–99,85 % だった。各相関が 1/3 の、選んだ境界上の分離可能な積状態と、理想的な読出しに対しては、誤検出率は 0,065 %、区間は約 0,038–0,111 % となった。この系列は、特定の帰無状態で実装を検証する。採用したクラス全体についての保証を与えるのは、この系列ではなく、導出された上限である。

ここでは、独立性と準備の均一性が不可欠です。三つの設定が異なるソースを持つ長いブロックで測定された場合、ドリフトは分布を異なる方法で変更できる。設定は混合するか、時間依存を明示的にモデル化する必要があります。同様に、最初の成功を超えた後に停止するとテスト手順が変わります。シーケンスコレクションは、所定の一貫した基準を必要とする。

検出された対の数も、生成効率のモデルなしに、そのまま稼働時間へ換算することはできない。有効な対が得られる確率を pгодн、一回の完全なサイクルの長さを τцикл とすると、必要な対を集める平均時間は 3nτцикл/pгодн と推定され、これに校正のための追加時間が加わる。この式には、統計的な十分性と工学的な実現可能性を区別したまま、実際の実験基盤のパラメーターを代入できる。

$$\Pr(\hat{S} - S \geq h) \leq e^{-nh^2/6}$$

$$\hat{S} > 1 + \sqrt{\frac{6\ln(1/\alpha)}{n}}.$$

(14.14) 境界は、設定ごとにn独立な同一分散ペアを持つ三つの事前選択された設定を指す。相関は生成された符号の平均として計算される。

$$n \geq \frac{6}{\delta^2}\left(\sqrt{\ln(1/\alpha)} + \sqrt{\ln(1/\beta)}\right)^2$$

$$\delta = S_{\text{reg}} - 1 > 0.$$

(14.15) このモデルで、誤検出率を α 以下、検出力を $1-\beta$ 以上にするための、十分な標本数である。普遍的な最小反復数ではない。

設定ごとの9929ペアのシミュレーションサンプル

設定	++	+−	−+	−−
XX	9250	320	320	39
YZ	2787	2159	2150	2833
ZY	2755	2195	2255	2724

乱数生成器20261113の初期状態。アーカイブには、すべての入力と再計算プログラムが含まれています。

何が証明されるかをめぐる論争

情報的議論は、局所的な操作と古典的なメッセージの交換によってのみ独立した状態から絡み合いを作成することの禁止に依存している。しかし、重力に当てはまると、従来のメディエーターが実際にこのクラスのプロセスに属する理由を正当化する必要がある。「ローカル」と「クラシック」の意味、サブシステムの構成と利用可能な通信チャネルは、ステートメントの一部になります。この定理は前提の下では有効であり、議論はこれらの前提がカバーする物理モデルについてである。

アジズとハウルの 2025 年の論文は、場の量子論による物質の記述によって、古典的な重力場の下でも、もつれを得られると著者らが主張する機構を提案した。この研究には、技術上の異論

が出された。そのため、古典重力が物体をもつれさせられるという確立した事実ではなく、議論のある理論的な論証として扱う。[34]

グンディー、インファニノ、バッシによる2026年八月7日のプレプリントのレビュー版では、批判は物体間の粒子の遷移と状態空間分割の選択に関係している。著者らは、そのような分割により、絡み合いは自由進化から生じ、遷移が禁止されると、波動関数は分解され続けると論じている。したがって、どのサブシステムが絡み合っており、どのような物理プロセスによってそれらの相関が作られるかを確立する必要がある:計算における重力ポテンシャルの存在だけでは十分ではない。[35]

Di Biagio氏は十月の記事2026で、対応する禁止定理における局所性の情報理論的な意味と、モデルを定量的に比較する必要性を強調している。シュナイダー、ハゲット、リネマンは、彼らが考えるニュートン極限における古典的重力調停の不可能性を擁護した。これらの研究は異なる前提と定義を用いており、それらの結論を考慮中のモデルのクラスを比較することなく直接矛盾として宣言することはできない。科学的結論は、仲介者とみなされるものとサブシステム間の接続が許可されているものを追跡する必要がある。[36, 44]

フェン、ヴェドラル、マルレットは、2026 年に、さらに別の立場を示した。重力の収縮モデルでもつれが生じるという主張を検討し、その構成で局所性の前提が破られていると指摘する。彼らの分析によれば、条件を維持する限り、その相関は、もとのウィットネスを反証しない。この論証は、特定のモデルの構成に関わるもので、定量的な比較の必要をなくすものではない。[60]

テーブルは、承認の異なるレベルを比較します。情報局所性は、選択したサブシステム間で情報を送信する方法を制限する;時空間的局所性は、時空における相互作用の組織を指す。直接的二粒子ポテンシャルと明示的な固有変数メディエータは、任意のn-go引数に対して交換可能な記述ではない。最後に、分割をサブシステムに変えることは、どのような絡み合いが確立されるかという問題を変える。ある実験では、これらの決定は相関が分析される前にモデルに入る。

重力の絡み合いに関する議論の背景

アプローチ	必須要件	有効な出力
仲介役の証人 [33]	独立したサンプル;仲介者によるコミュニケーションのみ;受け入れられた情報の意味における局所的な操作	絡み合いは、このクラスのプロセスの古典的なミドルマンを排除します。
アジズとハウル [34]	古典的ポテンシャルにおける物質の量子場記述	著者は絡み合いを述べ、サブシステムと相関の源を特定する必要がある。
グンディーら [35]	粒子輸送と選択した状態空間分割をチェックします。	著者の分析によると、移動は自由進化においても効果があり、持ち運びが禁止されると、因子化が保存される。
ディ・ビアジオ [36]	情報的および時空間的局所性は分離される	この分野に関する一般的な結論は、定理の適用性をチェックし、ダイナミクスを比較する必要がある。
シュナイダーら [44]	ニュートン極限における古典的調停	特定のクラスにおけるそのような絡み合いの不可能性を防御する。
フェンら [60]	収縮構造の局所性を確認します。	著者の分析によると、記載されている対抗例は証人の前提に反している。

テーブルは、完全なコンセンサスとしての地位をランク付けするのではなく、不一致の主題を記録します。

量子的な媒介の、ほかの徴候

さらに、Hanif et al氏によって提案された。それは、それによって作成されたフィールドを測定するときに、ソースの避けられない障害を探すことです。彼らの設計では、いくつかの干渉計は、望ましい測定効果から特定の古典的位相変化を分離することを可能にします。これは、絡み合いのテストを補完できる独自の理論的提案です。また、物理的接続の制御を必要とし、観測されたノイズを量子重力の兆候にしない。[37]

重力の問題はさらに厳しさを増している。ミトラコスと共著者は論文2026で、ニュートンポテンシャルを通じて絡み合った仮定が場量子に関する推論をサポートすることを分析した。彼らの研究において特に重要なのは遅延効果であり、制御情報の近似と超光度伝送としての瞬時ポテンシャルの区別である。その結果は、個々の重力の検出ではなく理論的解析に関係している。[38]

これらの違いから一般的な研究戦略が生まれます。一つの実験は、相互作用の古典的伝達のいくつかの方法を確実に排除することができ、もう一つは測定に対する応答をテストでき、三番目は追加のノイズを制限することができる。すべての測定に同じモデルパラメータが使用されている場合、ジョイント画像は別々の美しい信号よりも強い。次のステップでは、各比較の別の参加者が発生します:相互作用が割り当てられ、フェーズが読み込まれる時計。

証人を解釈するには、最初の状態を記録し、サブシステム、許容される接続と測定に分割する必要があります。物理的な推論の強さを決定するのはこれらの条件です。

第 15 章 量子的な時間とは何か

前の章で計算された任意のフェーズは相互作用時間を含む。これは最も単純な値のようです:時計を見てください。しかし時計も物理的なシステムです。彼らの読みは動きと場によって誤差があり、かなり微妙なレベルでは量子状態によって記述される。時間の問題は、この実用的な詳細から始まり、世界の構造に関するより広い仮説につながります。

式のパラメーターと計器の読取り

シュレーディンガー方程式において、時間は通常外部パラメータである。これは、システムの状態が比較される数です。一方、実験室の時計には、振動、エネルギーレベル間の遷移、信号位相、記録方法などの装置があります。時間の不正確さがタスクにとって重要な不正確さよりも著しく少ない限り、それらを理想的と考えることは許容される。この制限に達すると、時計の説明は測定モデルに含めなければなりません。

このことから、量子論が時間の測定を禁止していると結論付けるべきではない。イベントが登録された時間、プロセスの期間、および物理的な時計の動作を記述することができます。問題は、所定の特性を持つ普遍時間作用素とそのハミルトニアンとの関係に関する。特定の測定は通常、可能な読み取りに対応するより広い正の演算子によって指定される。一つの普遍的な構造がないことは、測定可能な一時的な量がないことを意味しない。

ここで三つの質問を分けると便利です。まず、特定のデバイスの精度は何ですか? 第二に、時計というサブシステムとの相関関係によってダイナミクスを記録することは可能なのでしょうか? 第三に、自然の最終理論には時間の基本的な外部パラメータはあるか? 最初の答えは自動的に二番目の答えを解かず、二つ目の数学的構成が成功したとしても、三番目の答えは明らかではない。これらのレベルを混ぜ合わせると、興味深い仕事を過度に大きなメッセージに変えることがよくあります。

重力実験では、差は直接的な意味を持つ。インストールの二つの部分が異なる時計を使用する場合、それらの読み取りがどのように比較されるかを示す必要があります。重ね合わせの物体が内部振動に関連付けられている場合、軌道と読み取りは相関する可能性がある。そして、「同じ時間を維持する」というフレーズは、物理的な定義を必要とします。弱い分野では、これらの問題はしばしば通常の近似によって解決される。

条件付きの依存としての動力学

ペイジとウッターズは、1983 年、時計の部分系と、それ以外の系との相関を通じて、変化を記述する案を示した。この構成では、複合状態が定常でも、系の条件付き状態は、時計の読取りに依存しうる。これは、量子論の記述を組み立てる特定の方法である。その方法が存在しても、実際の宇宙が必ず、選んだ定常状態にあると証明されるわけではなく、量子重力のすべての問いが解消されるわけでもない。[39]

条約の意味は、通常の統計学に通じている。十時の列車の位置を知るには、組み合わせた位置と時計の情報が必要です。量子の場合、結合データは二つのサブシステムの状態と測定のための規則によって与えられる。条件付き確率は、結合結果の確率を対応する時計読みの確率で分割することにより決定される。したがって、ダイナミクスについての声明は利用可能な相関関係を参照しなければならず、宇宙の外に位置する観察者には参照しない。

最も単純な分析例では、現時点では相互作用しない時計とシステムを取得し、参照点を選択した後、それらの結合状態をゼロ総エネルギーの状態に従属させることができます。零の参照状態は、エネルギーの重ね合わせを含む必要があります。ハミルトニアンの固有状態は全体のフェーズにのみ変化し、読み取りを区別することはできません。クロックハミルトニアンの作用下における参照状態の動きは、t とラベル付けられた位相状態の族を定義する。

この読み取りは共分散測定によって説明できる:ある持続時間に対する時計の進化は、その結果のマーカーを同じ量でシフトする。考慮中の設計では、測定効果はランク一を持ち、時計相状態への投影に比例する。これらの状態は互いに直交する必要はない。クロック族、tラベル測度、正規化は、効果がPOVM(和または積分が一に等しい正作用素)を形成するように一緒に選択される。これは追加の設計条件であり、任意の重ね合わせのエネルギーの性質ではありません。結合純粋状態の射影は系の条件ベクトルを与える。

このテストでは、一つの単語「絡み合い」からの移動は生まれません。時計サブシステムの構造、エネルギースペクトル、特別な相関と条件状態を選択するための規則が不可欠である。任意の一対の絡み合ったオブジェクトは、良い時計を形成する必要はありません。エネルギー制約それ自体はここでの教示モデルの前提条件であり、宇宙の完全な理論から派生したものではなく、確立された法則として提示されるべきではない。

$$P(a \mid t) = \frac{\mathrm{Tr}[(E_t \otimes M_a)\rho_{CS}]}{\mathrm{Tr}[(E_t \otimes I)\rho_{CS}]}.$$

(15.1) E_tは時計の読み取りを説明し、M_aはシステムを測定する結果であり、ρ CSは関節状態である。分母は零でないといけません。この公式は条件確率を決定し、それ自体がダイナミクスを決定するものではない。

$$(H_C + H_S)|\Psi\rangle = 0, |t\rangle_C = e^{-iH_C t/\hbar}|\chi_0\rangle_C, |\tilde{\psi}(t)\rangle_S = \langle t|_C \Psi\rangle.$$

(15.2) χ_0はエネルギー固有状態ではなく、ゼロリーディングの参照位相状態である。ランクーを読む場合、E_tは適切なPOVM正規化を持つ$|t\rangle\langle t|$に比例する。チルドは非正規化条件ベクトルをマークし、この構成においてそのノルムは一定である。時計の相互作用と読み取りの特定のパターンは条件付きダイナミクスを変えることができ、クロック状態の非常に有限性や非直交性は普遍的な補正を定義しない。

$$i\hbar \frac{d}{dt}|\tilde{\psi}(t)\rangle_S = -\langle t|_C H_C|\Psi\rangle = H_S|\tilde{\psi}(t)\rangle_S.$$

(15.3) 等式は時計状態の定義と総エネルギーの制限から直接従う。これは、時間の根本的な欠如の証明ではなく、理想化されたメカニズムの働きのテストです。

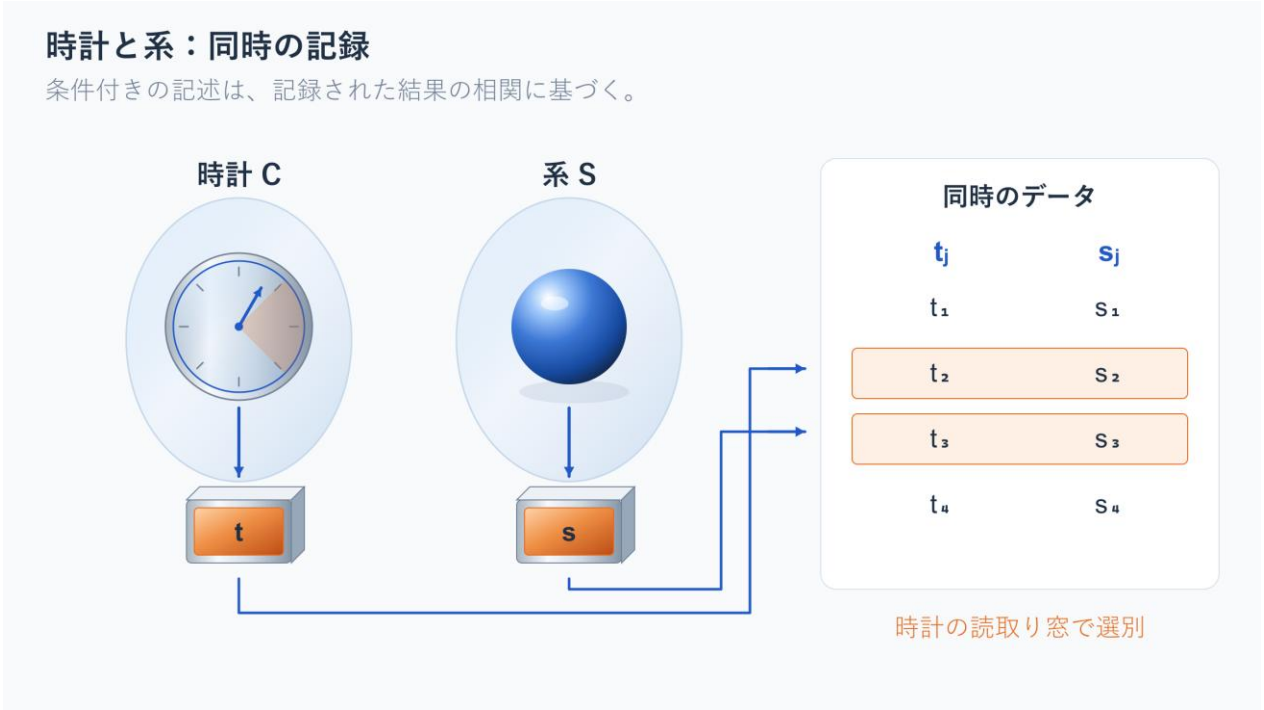


図 40。系の条件付き記述は、系 S と時計部分系 C についての同時記録から構成される。時計の読みにある窓を選ぶことは、対応する同時の測定結果を選別することを意味する。記号 t_j と s_j は、実験で得た標本ではなく、記録の欄を表す。時計の目盛は、すべての目盛が理想的に識別できるとは仮定せずに、位相による読出しを示している。この図式で、意識をもつ観測者に特別な役割が与えられているわけではない。

二準位時計の規格化した測定

これで、小さな時計のすべての確率を計算することができます。状態 |0⟩ と |1⟩ をエネルギー $\hbar\,\omega$ で分離する。クロックハミルトニアンは$\hbar\omega|1\rangle\langle 1|$と等しく、システムは$-\hbar\,\omega$にシフトした原点と同じエネルギー間隔を持つ。すると、状態 $(|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$ の両成分の総エネルギーは零に等しくなる。エネルギー発症の選択は、測定確率と相対位相の両方を変えない。

クロック表示は状態$|t\rangle = (|0\rangle + e^{-i\omega t}|1\rangle)/\sqrt{2}$によって設定される。期間T ＝ $2\,\pi\,/\,\omega$の後、それは繰り返されます。一つの期間の測定を得るためには、$|t\rangle\langle t|$プロジェクターだけでなく、$E(t) = (2/T)|t\rangle\langle t|$効果密度も必要です。周期上の E(t) の積分は単位行列と等しくなる: 対角要素が一 つに統合され、振動する非対角要素は零を与える。

連続的な結果に対して、単一の正確なラベルの確率はゼロであり、確率密度と有限間隔の確率は物理的意味を持つ。時計の減速状態はI/2に等しいため、読み出し密度は一定で1/Tに等しい。一方、システムの条件状態はラベルによって変化する。時計ブラで結合ベクトルを乗算すると、二乗ノルム1/2の非正規化ベクトルが与えられる; 正規化の後も$(e^{i\omega t}|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$は残る。

|+⟩、|−⟩ベースでシステムを測定すると、P(+|t) ＝ [1+cos(ωt)] /2およびP(−|t) ＝ [1−cos(ωt)] /2になります。t= 0の場合、結果は確率一でプラスされ、期間の四分の一後に両方の結果が等しくあり、半期の後に確率一でマイナスであることが判明する。全期間の後、確率が戻った。したがって、全体の定常状態を変えることなく、一つの正規化された例で読み取りへの依存が見える。

しかし、そのような依存を記録するだけでは時計が理想的ではありません。二つの相状態の重なりは $\cos^2[\omega(t-t'\ )/2]$ に等しい。半周期で異なるマークのみが直交します。クローズマークは一つの測定では正確に識別できず、一つまたはいくつかのサイクルの後と同じマークが一般的に同じ状態に対応する。カウントサイクルには追加のメモリが必要であり、これはもはや二レベルモデルに適合しない。

Moreva et al.の2014実験では、偏光絡み合った光子を用いてページ・ワッターズ機構を説明する。測定結果は、準備状態の一般的な定常記述と選択された時計サブシステムに対する条件付き進化の違いを示した。これは、モデルの実装に関する実際の実験結果です。宇宙時間がもつれによって完全に生成されることは実験的証明ではない。[40]

このようなモデルの実用的な目的は、運用ステートメントをテストすることである。何が測定されているのか、どんな条件付き確率が得られるのか、時計が悪くなるとどのように反応が変わ

るかを正確に指定することができます。ここで「内なるオブザーバー」という言葉は、意識や持続時間の経験、または人の特別なステータスを必要としません。特定の相関関係にアクセスできることを示す。オブザーバーは、デバイスに関連付けられた通常の物理メモリである。

$$|\Psi\rangle = \frac{|0\rangle_C|1\rangle_S + |1\rangle_C|0\rangle_S}{\sqrt{2}}, H_C = \hbar\omega|1\rangle\langle 1|, H_S = \hbar\omega(|1\rangle\langle 1| - I).$$

(15.4)この選択$(H_C+H_S)|\Psi\rangle = 0$。これは、選択したエネルギー源を持つ特定のモデルの条件です。

$$|t\rangle = \frac{|0\rangle + e^{-i\omega t}|1\rangle}{\sqrt{2}}, E(t) = \frac{2}{T}|t\rangle\langle t|, \int_0^T E(t)dt = I, T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

(15.5) E(t)はPOVM効果の密度であり、逆時間の次元を持つ。間隔の確率は、この間隔上の密度を統合することによって得られる。

$$|\psi(t)\rangle_S = \frac{e^{i\omega t}|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$P(+|\, t) = \frac{1 + \cos\omega t}{2}$$

$$|\langle t \,|\, t^{'}\rangle|^2 = \cos^2\frac{\omega(t - t^{'})}{2}.$$

(15.6) 条件ベクトルは正規化される。与えられた関節状態の時計読取密度は1/Tであるため、条件付き確率は単に結合密度を1/Tで割ることによって得られる。

有限の読取り窓と分解能の代償

本物のロガーグループはインターバルになります。マーク t_0 の周りの幅 w のウィンドウに対して、対応する効果はこのウィンドウ上の積分 E(t) に等しい。周期境界では、ウィンドウは円で続きます:ラベル0とTは一つの状態を示します。選択した関節状態において、その確率はw/Tである。システムの条件状態は、時間とその中間を任意に置き換えるのではなく、ウィンドウ内の位相状態の平均化によって得られる。

コサインを統合すると、sinc(x) = sin(x)/xの外観がsinc(ωw/2)になります。ウィンドウ幅がT/4の場合、それは0,900316に等しい。したがって、プラスの最大確率は一から0,950158に減少し、

最小値はゼロから0,049842に増加する。全期間の幅で、コサイン平均はゼロとなり、両方の結果が等しくなります。これは、粗い読み出し中に利用可能なフェーズ情報の損失です。

繰り返しの数を増やすことは、すでにぼやけている確率をより正確に決定するが、一つのイベントの失われたラベルを復元しない。時間分解能を向上させるためには、測定自体や時計サブシステムのリソースを変更する必要があります。記録数によって減少する推定周波数の不確かさと、無限サンプリングで残る応答の物理的ぼやけという二つの誤差を区別するのに有用である。

このモデルは、デコヒーレンス研究に別の制御を提供する。コントラスト減少が有限時間ウィンドウに関連付けられている場合、その幅を変更すると、計算された関係に従って効果が変化するはずです。可視度が予測範囲に応答しない場合は、残忍な力の説明では不十分である。空間ノイズと同様に、メカニズムは単一の曲線に一致するのではなく制御を変更することによってテストされる。

$$P(+|\, t \in [t_0 - w/2, t_0 + w/2]) = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\sin(\omega w/2)}{\omega w/2}\cos(\omega t_0)\right].$$

(15.7) この式は、周期内の時計の読み取りの均一な密度、長方形の窓、および境界付近の円形の継続を仮定する。w→0の場合、正確なラベルの条件付き確率が復元される。

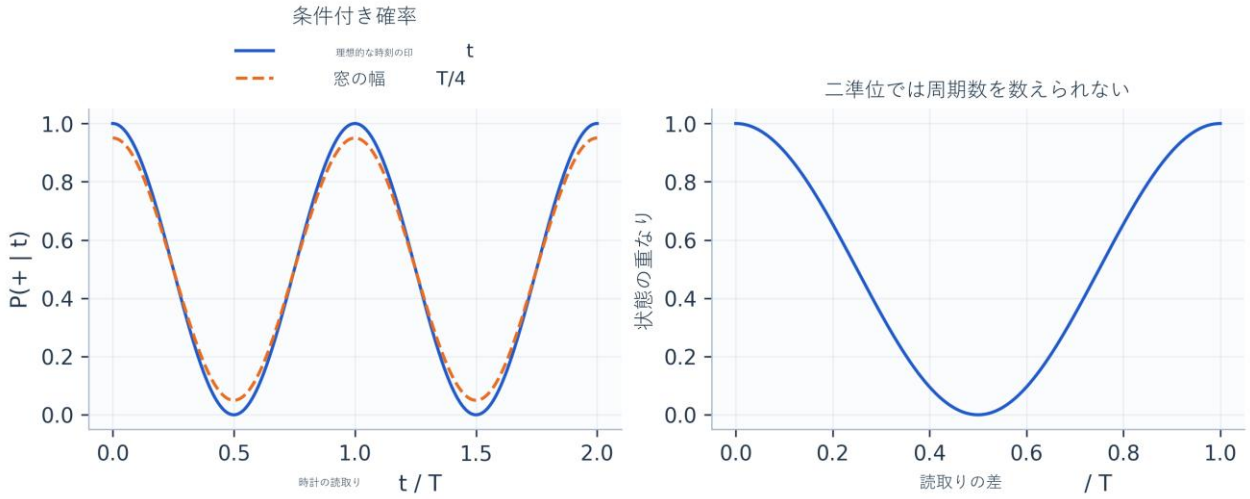


図41。二段階時計の条件付き確率左側には理想的な依存 P(+|t) があり、その平均幅は T/4 である。右側は位相状態の重なりです。間近の読みの非直交性と、期間後の一つの状態の反復を示す。

時計の二回の読取りに新たなプロトコルが要る理由

一度の条件分布は、クロックを持つアクションのシーケンスをまだ指定していない。二つの読み取りを計算するには、最初の測定の葉の状態を決定する必要があります。これは第二章で紹介

された測定器についての同じ質問です。異なる物理機器は、次の登録に対して同じE(t)効果と異なる結果を持つ可能性がある。

具体的に言うと、$K(t) = \sqrt{2/T}|t\rangle\langle t|$機器を考えてみましょう。積分 K†(t)K(t) は I に等しいので、指定した POVM を実装します。最初の結果t_1の後、クロックは状態$|t_1\rangle$にあり、システムは条件状態$|\psi(t_1)\rangle$にある。結合状態は積状態になっている。その結果、元の定常例が構築された相関構造はすでに変化している。

この装置は、準備されたペア上の外部実験室操作を指定する。元の状態に課されるゼロ総エネルギー制約を維持する必要はない。クローズドリレーショナルモデルの場合、デバイスとメモリは相互作用とエネルギー制限の全体的な記述に含めなければならない。したがって、二つの読み取りの例は、定常条件形式に対する異議ではなく、POVM効果と測定器との区別のテストとして機能する。

同じ測定がすぐに中間力学なしで繰り返される場合、第二の結果の密度は$[1+\cos\ \omega(t_2-t_1)]/T$である。ポイント$t_2 = t_1$に濃度はありません。一致するラベルは密度の点で最も可能性が高いが、結果は全体の期間にわたって分布する。その理由は、位相状態の非直交性と選択された機器の設計であり、外部時間のランダムなジャンプではありません。

さらに、最初の読み取りの後、時計のみを再測定しても、この機器ですでに分離されているシステムの個別の状態は変化しません。したがって、システムプラスの条件付き確率は$P(+|t_1)$のままであり、自動的に$P(+|t_2)$に変わることはない。二番目のラベルを一つの時間公式に置き換えることは、記述されたシーケンスの誤った予測を与える。

読み取りの間にフリーダイナミクス、メモリ相互作用、またはその他の測定が含まれていれば、ジョイントルールは変化する。次に、ハミルトニアン、持続時間、登録演算子と選択規則を指定する必要があります。量子時計に関する測定イベントの研究は、操作的に異なる設計が理想的な限界と一致し、有限資源を持つ時計のために発散できることを示しています。[41]

したがって、条件付き時間は正確な計算意味を持つが、物理プロトコルを必要とする。ある場合、多くの同一に準備されたペアの相関が比較され、別の場合には一つのペアのシーケンシャルな履歴が追跡される。これらのタスクのIDはデフォルトでは仮定できません。時間仮説の実験的試験のために、最初の読み取り後に測定器が行うことの説明は、そのエネルギースペクトルと同じくらい重要です。

$$K(t) = \sqrt{\frac{2}{T}}|t\rangle\langle t|$$

$$p(t_2 \mid t_1) = \frac{2}{T}|\langle t_2 \mid t_1\rangle|^2 = \frac{1 + \cos\omega(t_2 - t_1)}{T}.$$

(15.8) 密度は、同じ特定の機器による二つの即時シーケンシャルな読み取りを指し、それらの間の進化はない。第二期における積分は一に等しい。

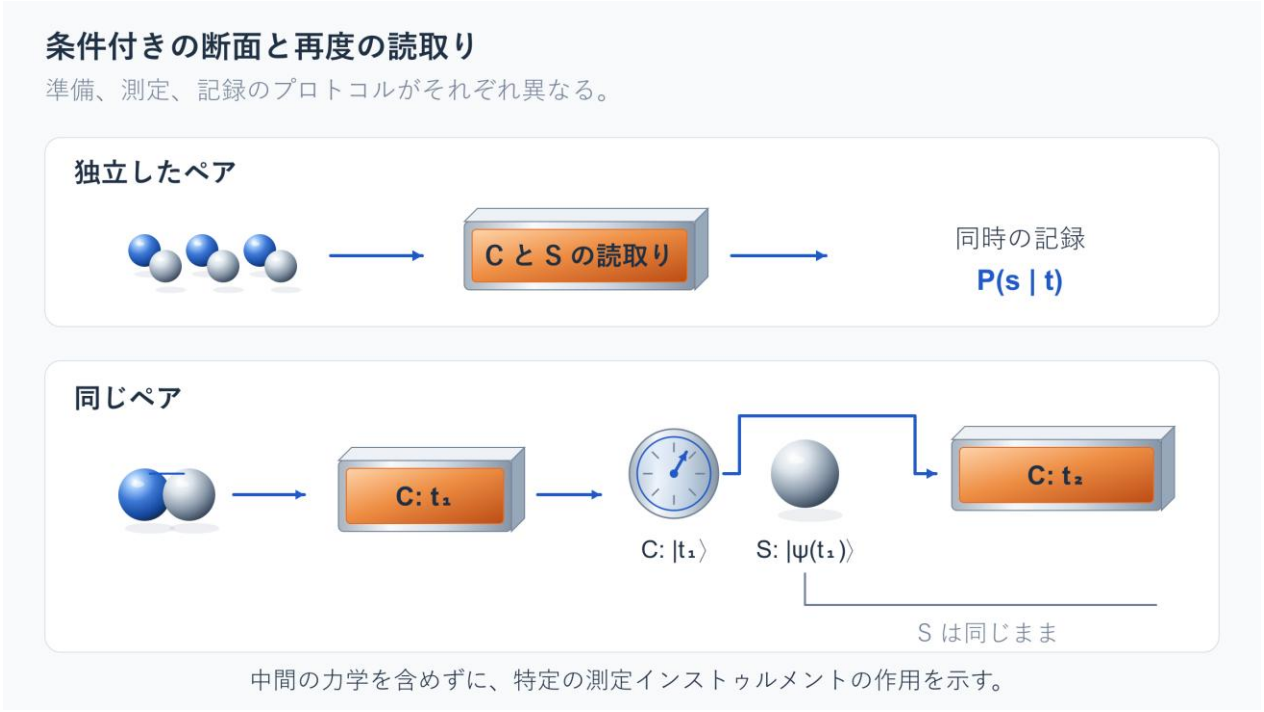


図42。多くの同一に準備されたペアと一つのペアの二つの読み取りの単一の条件スライスは、異なるプロトコルである。テキストで選択した機器の場合、最初の読み取りは$|t_1\rangle$と$|\psi(t_1)\rangle$の積を残します。中間力学が存在しない場合、クロックのみを読み取ると自動的にt_2に対応する状態になるわけではない。図は、特定の外部ラボ操作を指します。

時計の不確かさがデコヒーレンスに似るとき

より身近なケースを考えてみましょう:理想的なシステムは一元的に進化しますが、機器はエラーで時間を報告します。一つのT読み取りは可能な持続時間の分布に対応する。この分布に対して平均化された状態は、正確な既知の時間における状態よりもコヒーレンスより小さい。これに対して、重ね合わせの根本的な破壊は不要である。蓄積されたフェーズに関する不十分な情報で十分です。

ガウス誤差の場合、計算は特に単純である。二つのエネルギーレベルの間の位相は、それらの差と時間に比例する。ガウス分布上の複素指数の平均化は、追加の実係数を与える。エネルギー

ギャップと時間散乱が大きいほど、対応するオフ対角要素は滑らかになります。散乱が一定であれば、それは固定された読み出しのぼかしであり、持続時間とともに増加すると、画像はデコヒーレンスの増加に似ている可能性がある。

この効果は、新しい物理ノイズを探す際に考慮しなければならない。指数減衰との一致は、時空が基本的なレベルでランダムであることを意味するわけではない。発振器の不安定性、タイミング、周波数ドリフト、電子遅延は独立して評価しなければならない。同時に、単にクロックエラーである減衰を宣言することはできません。説明は、そのキャリブレーションと定量的に一致し、システム内のいくつかのエネルギー不連続性でなければならない。

Hausmann, Schmidhuber と Castro-Ruiz は論文 2025 で、量子時計に対する測定イベントを記述する二つの方法を比較した。理想的な極限では一貫性があり、限られた時計資源で異なる動作状況を記述することができ、進化の異なる特性につながる。これは明示的な測定モデルの重要性を示している。この研究は時間の離散性を確立しず、従来の記述の非ユニタリティを量子力学の違反にしない。[41]

$$\overline{\rho}(T) = \int dt p(t \mid T) e^{-iHt/\hbar} \rho(0) e^{iHt/\hbar}.$$

(15.9) p(t|T) は読み込み T における古典的持続時間の不確かさを指定する。ここでは測定器誤差の訓練モデルを用いており、本格的な量子時計はより一般的な説明を必要とする可能性がある。

$$\overline{\rho}_{mn}(T) = \rho_{mn}(0) e^{-i\omega_{mn}T} \exp\left[-\frac{\omega_{mn}^2 \sigma_t^2}{2}\right]$$

$$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}.$$

(15.10) 平均Tと分散σ_t^2のガウス時間分布に対して得られた。減衰乗算器は位相平均を反映しており、客観的収縮の独立した証拠ではない。

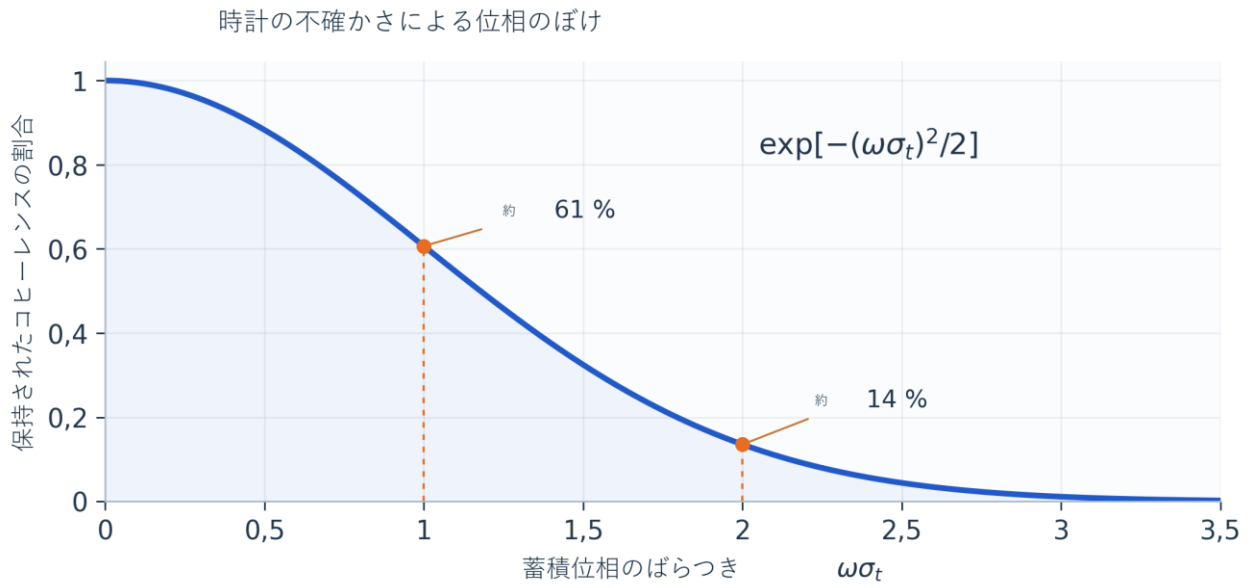


図43。標準偏差 σ_t を用いたガウス時間不確実性に対する位相平均化の図解計算角周波数 ω を持つコヒーレンスの場合、保持係数は $\exp[-(\omega\,\sigma_t)^2/2]$ です。$\omega\,\sigma_t = 1$ は0,61、$\omega\,\sigma_t = 2$ は約0,14です。定数 σ_t は固定的な読み出しぼかしを記述する; コヒーレンスの損失の別々のダイナミクスはこの曲線から従わない。

変化の時間と時間の向き

状態を時計の読み取りに依存させることは、過去の記録を残し、未来がそうではない理由を説明することを意味するものではありません。これはプロセス、利用可能な情報および初期条件の方向に関する問題である。この方程式は、パラメータが両方の方向に変化するのを許し、実際の実験の準備と安定した記憶の形成は顕著な非対称性を作り出す。従来の量子時間と時間の熱力学的矢印は関連しているが、同じ記述ではない。

同様に、イベントの順序に関する不確実性は、記録された過去を変更する機会として自動的に解釈されるべきではない。このような効果を主張するには、イベントの識別、参照フレーム、利用可能な介入、統計記録が必要である。相関の珍しい構造は、逆説的な読解なしで物理的に重要である。タイムスタディでは、特に質問から始めると便利です:どの測定器の読みのシーケンスが提案されたモデルと通常のモデルとを区別するでしょうか?

時間は距離、質量および状態とともに不確実性予算に含まれます。このようなモデルとの安定した不一致は、より一般的な時計と相互作用の法則をテストする根拠となる。次の章では、これらの不確実性源を単一のモデル比較に統合します。

第 16 章 重力モデルの比較方法

重力相を推論した後、すぐにグラフをプロットし、古典的世界と量子的世界の境界を見たいと思っています。しかし、一つのプロットは通常、選択されたモデルの選択したパラメータに関する質問に答える。科学的に重要な結果は、異なる規模のテストを必要とします。少なくとも一つの有効な競合モデルは、同じ精度で測定セット全体を再現できるのでしょうか?

モデルは確率を与えなければならない

「量子重力」と「古典重力」という名称は、統計を直接比較するには広すぎる。それぞれを、特定の進化規則、入力状態、および読み取り操作のセットに置き換える必要があります。ハミルトニアンはダイナミクスの一部を規定しているが、それ自体が準備エラーや損失、検出器応答を含まない。実験の予測は、指定された設定の下で記録された結果の確率である。

最も単純な量子仮説は、量子座標と媒体の独立に有効なモデルとの間の効果的なニュートン相互作用を含む。代替案には、位置測定、結果の古典的な伝達、平均的な力を生み出す逆作用が含まれる。第三の仮説は平均的な場源を用いることができる。各設計には独自の前提条件があります。比較のために、フリーパラメータの制限を含む、適合する前に記載する必要があります。

キャリブレーション情報は、競合他社に共通でなければなりません。距離が一定の誤差で測定された場合、あるモデルはその正確な値を使用することができず、他のモデルは偶然に成功したために任意に変更することはできません。温度、電荷、周波数および登録効率の許容値は、補助パラメータの単一セットを形成する。異なる仮説は、不確実性に対処するための不平等な規則からではなく、ダイナミクスから生じるべきである。

複雑なシミュレーションの前にも、制御限界が有用です。インタラクションをオフにした場合、環境がそれらをバインドしない場合は、独立して準備されたシステムが独立して動作しなければならない。ゼロタイムでは、モデルは準備された状態を返す必要があります。理想的な時計仮定が削除されると、位相誤差は一貫して現れる。これらのテストは物理的正確性を証明しないが、そうでなければ新しい基本的な特性であるように見えるエラーを検出することができる。

同じ力、異なる雑音

平均強度は、唯一の基準として特に弱いです。身体の平均衝動を等しく変えるさまざまなメカニズムを構築することは可能です。この場合、運動量の分布、他の身体との相関、およびコヒー

レンスの損失率が異なります。したがって、アトラクションの測定はモデルの検証を完了しない。これは、残りのオブザーバブルが同じパラメータセットと一致しなければならないという特性の一つを修正する。

カフリ・テイラー・ミルバーンのモデルは、二つの力学系の重力結合を、連続測定と古典的なフィードバックによって表す。この構成は、追加のデコヒーレンスと加熱を伴って相互作用を再現し、独立した状態からもつれを作ることはない。これは、古典的なチャネルの特定のモデルである。それを排除しても、論理的に可能な、量子化されていない幾何学の記述すべてが、自動的に排除されるわけではない。[42]

力と騒音の関係は、代替テストを可能にする。必要な力を得るために測定を増幅しなければならない場合、その逆効果が変化します。測定が弱まると、フィードバックで使用される情報が劣化します。特定のモデルでは、これらの貢献は定量的なトレードオフを提供する。したがって、相互作用の同じ古典的伝達を維持しながら、すべてのノイズをゼロに独立して削減することは不可能である。チェックが必要なのはジョイント制約です。

デコヒーレンスと拡散の間のより一般的な制約は、オッペンハイムらによって研究されている。重力に当てはまると、これは物質コヒーレンスと古典セクタのゆらぎの比較を動機付ける。結果の適用性は、採用された数学的クラスとコミュニケーションの形式に依存する。これらの前提をリストしない「最も一般的な理論」という言葉は、特定の可観測値の計算を置き換えるべきではありません。[43]

指定した古典チャネルの最小雑音

定量的な比較のために、まず完全な正性と古典的調停を区別しなければならない。非負行列Dは、特定のノイズ発生器の許容性を保証する。追加したハミルトニアンが絡み合うのを防ぎません。最も単純な反例は$D = 0$と相互作用 $K x_1 x_2$である: 進化はユニタリで完全に正であるが、空間的重ね合わせの適切な積は絡み合う。

対称線形カフリー-テイラー-ミルバーンモデルでは、各物体の位置が連続的に測定され、古典的結果は他の物体に対するフィードバックの力に使用される。正の測定力はμで示します。K係数と同じ単位です。二重可換子係数への測定寄与はμに比例し、フィードバックノイズ寄与はK^2/μに比例する。一方を小さくするともう一方が増加する。[42]

ここで採用した規格化では、$[x_j,[x_j,\rho]]$ の和に掛かる係数は $\mu/(2\hbar)+K^2/(8\hbar\,\mu)$ である。μ に関する極小は $\mu = |K|/2$ で得られ、その値は $|K|/(2\hbar)$ になる。D による生成子の定義と比較

すると、$D_{11} = D_{22} = \hbar|K|/2$、$D_{12} = 0$ が得られる。このように、力と最小の雑音は結びついている。同じ K のまま D を任意に小さく選ぶと、もはやこの古典的チャネルを記述していない。

係数Kは、距離dの周りの小さな変位でニュートンエネルギーから得られる。定常項は力学に影響を与えず、線形項と個々の二次的貢献は局所的な力と周波数に入る。交項は Kx_1x_2 の形を持ち、$K= 2Gm_1m_2/d^3$ は一貫した座標配向を持つ。一つの軸が再定義されると信号が変化する場合があります。最小ノイズはモジュラスKに依存します。

この構成はすべてのハイブリッド理論を分類することを主張しない。これは、線形モードにおける同じニュートン相互作用と義務的な付加ノイズを持つ特定の選択肢を指定する。考慮される狭い枝について、その予測は直接チェックできる: 状態行列は同じ位相解から得られるが、ある局所減衰 K。この計算は、方程式の名前で古典性を判定する必要がないため、特に有用である。

$$a(\mu) = \frac{\mu}{2\hbar} + \frac{K^2}{8\hbar\mu} \geq \frac{|K|}{2\hbar}$$

$$\mu_{\text{opt}} = \frac{|K|}{2}.$$

(16.1) ここで a は $[x_j,[x_j,\rho]]$ に掛かる係数、μ は、このモデルの規格化における連続測定の強さである。位相減衰モデルにおける速度 γ ではない。

$$H_{\text{int}} = Kx_1x_2$$

$$K = \frac{2Gm_1m_2}{d^3}$$

$$D_{11} = D_{22} = \frac{\hbar|K|}{2}, D_{12} = 0.$$

(16.2) 最小D値は対称線形測定とフィードバックチャネルに適用される。それらが増加するにつれて、チャネルはよりうるさいままです。削減は同じ設計の有効な自由な調整ではありません。

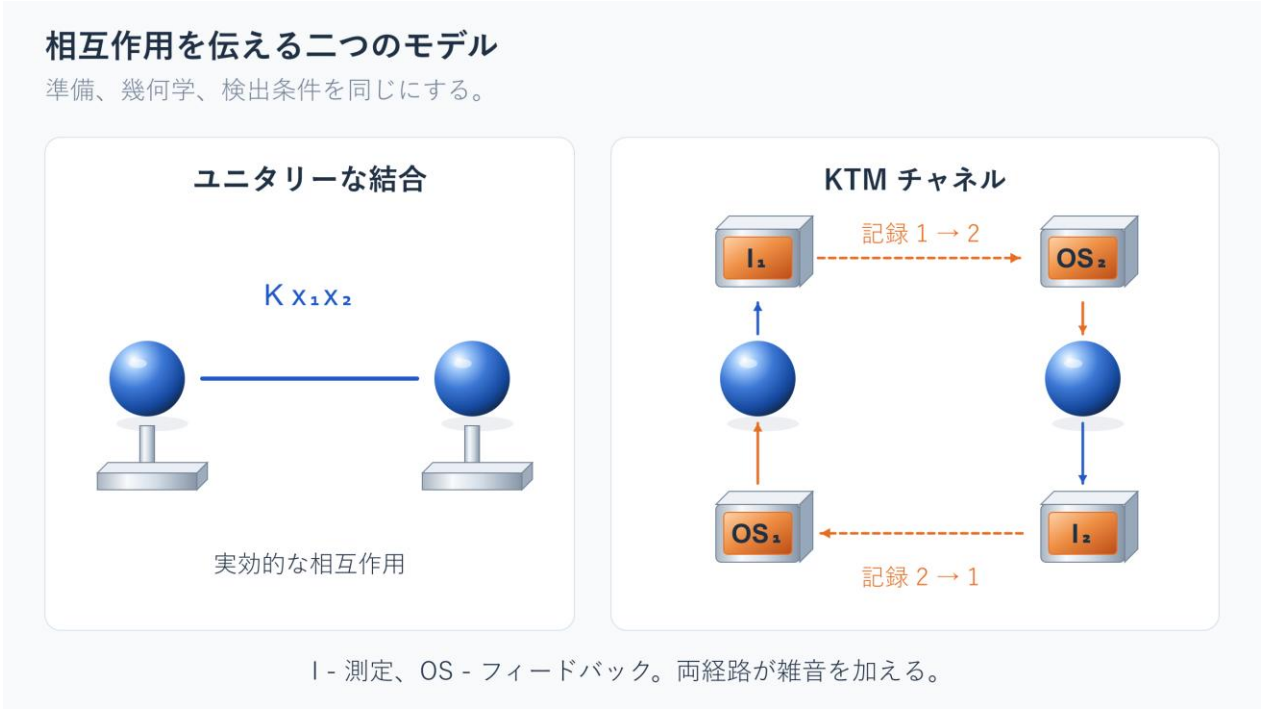


図44。効率的なユニタリ結合と特定のKTM閉ループ測定チャネルの比較。右側の下部と上部のトラクトでは、各オブジェクトが測定され、古典的記録が他方に影響を与えるために使用されます。測定外乱とフィードバックノイズは結合制約を形成し、この力パターンを維持しながら独立して除去することはできない。このスキームは、可能なすべての古典量子理論を分類するものではない。

二つの質量の相関した雑音

11章では、デコヒーレンスと拡散の関係が一つの体について考慮された。二つの質量に対して、新しい検証可能な量が現れる:それらに作用するランダムな力の相関。マルコフホワイトノイズモデルでは、実対称行列 D に含まれる。対角線要素は各パルスの内在的拡散を表し、クロスエレメントD_{12}はパルスの結合変化を記述する。これは、同じオープンシステムジェネレータの標準拡張です。

行列 D は正半定値でなければならない。二つの質量に対して、これは非負の対角要素と、クロスファクタの二乗に関する制約を意味する。したがって、全体的なランダムな力は個々の体のノイズに関係なく調整することはできません。提案した係数の集合がこの条件に違反する場合、この形式の物理的に有効なチャネルを定義しない。このような制限は、相関ノイズが観測された残差を説明しようとする場合に特に有用である。

座標表現における生成器の作用は、二つの空間構成の違いを通じて各コヒーレンスの減衰速度を与える。LLとRRの間の両体の変位は同じ方向であり、LRとRLの間は反対方向である。正のD_{12}

では、最初のコヒーレンスはより速く減衰し、二番目が遅くなります。両方の速度を測定すると、一つの質量の個別の減衰から決定できないクロス係数を確認することができます。

同じD_{12}は、インパルスの共分散の増加を設定する。これは、運動の相関と結合空間的代替物のコントラストが一つの行列Dと一致しなければならないことを意味する。等距離sの場合、二つの示されたレート間の差は$4D_{12}s^2/\hbar^2$に比例する。これは、標準ジェネレータと一貫性チェッカーの結果であり、それ自体では新しい法則ではありません。パケット幅と軌道の変化により、シーケンス全体の適切な計算が必要である。

これらの依存関係の偶然は、ノイズの起源をまだ確立していない:同じ行列は異なる物理ソースによって生成されることができる。ジオメトリ、距離および制御スペクトルへの追加の変更が必要です。基底のない相関背景を完全に排除すると、信号のユニークさの誤った感覚が生じる。それどころか、各系列に対する任意の新しい行列が予測可能性を破壊する。テストされるモデルは、独立したキャリブレーションから共通のパラメータと制約を使用する。

$$\mathcal{L}_D(\rho) = -\frac{1}{\hbar^2}\sum_{i,j=1}^{2} D_{ij}[x_i,[x_j,\rho]]$$

$$D = D^T \geq 0.$$

(16.3)マルコフ生成器のノイズ部が示され、ハミルトニアンダイナミクスは別々に追加される。D は、時間によって分割された二乗インパルスの次元を持つ実行列である。二つの質量の場合、$D_{11} \geq 0$、$D_{22} \geq 0$と$D_{11}D_{22} \geq D_{12}^2$が必要です。

$$\Gamma_{ab,cd} = \frac{\delta\mathbf{x}^T D \delta\mathbf{x}}{\hbar^2}$$

$$\delta\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x_{1a} - x_{1c} \\ x_{2b} - x_{2d} \end{pmatrix}.$$

(16.4) 減衰率は、固定座標を持つ二つの狭い空間構成(a,b)と(c,d)の間の密度行列要素を指す。D の正の半定値性は、すべてのそのような速度の非負性を保証する。

$$\left.\frac{d\mathrm{Cov}(p_i,p_j)}{dt}\right|_D = 2D_{ij}$$

$$\Gamma_{LL,RR}-\Gamma_{LR,RL}=\frac{4D_{12}s^2}{\hbar^2}.$$

(16.5) 最後の等式は、質量とLからRへの同じ方向の両方に対して同じ分離sを仮定する。最初の式は、与えられたノイズ生成器の寄与のみを記述する。相互作用や他のプロセスも共分散を変える可能性がある。

二つの動力学に共通する条件

14章の大きな四分岐の例では、s/d比は250/450である。小さな空間分解は、正確な位相を約30,9%で過小評価する。したがって、その正確な位相をKTM線形チャネルと比較すると、理論間の差が近似誤差と混同される。共同計算では、ここでs/d = 0,05が選択されました: d= 450 µmとs= 22,5 µm。質量は10^{-14}kgと等しい。

現在、線形相と正確な四分岐相の相対差は 0,25% に等しい。どちらの力学も正確には線形ハミルトニアン、同じ準備 |++⟩、同じ局所軸と同じ記録応答を使う。局所的な枝は固定的で狭いと考えられている。それらの保持の仮定は自由進化から派生したものではなく、比較される理想化されたプロトコルの一部である。

各オブジェクトの分岐座標が ±s/2 であれば、相互作用位相は Δlin = −Ks²t/ℏ である。最小KTMノイズは、単粒子コヒーレンスにvKTM = exp[−|K|s²t/(2ℏ)]を乗じます。したがって、vKTM = exp(−|Δlin|/2)。この追加の要因はユニタリ仮説には存在しない。独立して正当化された共有位相背景は、両方のダイナミクスに等しく適用できる。

この式から直ちに検証できる。x = |Δlin|/2 と置くと、SKTM = exp(−2x)+2 exp(−x)|sin x| ≤ 1 である。x ≥ 0 で |sin x| ≤ sinh x となるためである。この族では、どの保持時間でも、モデルはウィットネスの境界を越えない。これは、その動力学からの直接の帰結であり、検出手順に持ち込んだ仮定ではない。

$$\Delta_{\mathrm{lin}} = -\frac{K s^{2} t}{\hbar}$$

$$v_{\mathrm{KTM}} = \exp\left[-\frac{|K| s^{2} t}{2\hbar}\right] = e^{-|\Delta_{\mathrm{lin}}|/2}.$$

(16.6) どちらの公式も一つの小さな空間パラメータを使用する。正確な四分岐ニュートン位相 Δ の完全 = Δlin/[1 − (s/d)²] に対して。

$$S_{\mathrm{KTM}} = e^{-2x} + 2e^{-x}|\sin x| \le 1$$

$$x = \frac{|\Delta_{\mathrm{lin}}|}{2}.$$

(16.7) この不等式は、eˣ − e⁻ˣ = 2 sinh x と |sin x| ≤ sinh x から従う。同じ局所的な位相雑音と対称な検出誤差を加えても、この族の S は増加しない。

力、コヒーレンス、相関の数値比較

選択した質量と距離K = 1,46487·10⁻²⁸ N/mの場合。総駆動力は3,29595·10⁻³² Nと等しい。二つの仮説は、これらの量で異なっていない。最小KTMチャネルは$D_{11} = D_{22} = 7{,}72404\cdot10^{-63}$ kg²·m²/s³を持ち、各パルスの分散に $\hbar$|K|t値を追加します。

最初に表は、共通の背景減衰と記録エラーのない理想的な制限を示しています。二秒間の露光では、効果は小さい:ユニタリモデルの絡み合いの理想的な尺度は約0,000703である。計算時間の増加は相関の発散を増加させるが、同時に保持とコヒーレンスに関する実験的な仮定を厳格化する。200秒の行はモデルの動的依存性を示しています。これは、そのような重ね合わせがすでに研究室で準備され保存されているという意味ではありません。

両列の位相は同じである。ユニタリーな場合、S = 1+2|sin(Δlin/2)| となる。KTM の場合、必要な減衰によって、S は一を超えない。200 秒では、これらの値は約 1,140527 と 0,999784 になる。第二の値が境界に近くても、隠れた小さな違反を意味しない。境界に対する偏差の符号は、前節の解析的な不等式で確認できる。

モーメント分散は追加のチェックを提供します。同時に、チャネルは各局所分散に約3,09·10⁻⁶⁰ kg²·m²/s²を追加します。$D_{12} = 0$以来、固有ノイズクロスオーバーはゼロです。しかし、全体の動きの共分散は相互作用と初期状態によって異なる可能性がある。したがって、ノイズ行列のゼロクロス要素は、すべてのパルス相関がないと識別できない。

熱、証人および力は同じ質量と幾何学で分析しなければならない。実際のインストールでは、未知の背景が予測拡散を完全に隠蔽すると、対応するエネルギーテストは感度を失う。ローカルのコヒーレンスと読み出しが十分であるなら、証人はまだ有用かもしれません。すべての状況において各チャネルの優越性を保証するのではなく、メカニズムの一貫性をテストするため、観察を共有することは有用である。

$$\Delta \mathrm{Var}(p_j)\Big|_{\mathrm{KTM}} = 2D_{jj}t = \hbar |K| t$$

$$\Delta \mathrm{Cov}(p_1, p_2)\Big|_{D} = 0.$$

(16.8) ノイズ生成器の直接的寄与のみを示す。これらの量は、動作、保持電位、および追加のメディアチャネルを含まない。

共通線型幾何学を持つ二つの力学

t, s	|Δlin|、rad	C₀	vKTM	Sуниτ	SKTM
2	0,001406	0,000703	0,999297	1,001406	0,9999999998
20	0,014064	0,007032	0,992993	1,014064	0,9999997698
200	0,140643	0,070263	0,932094	1,140527	0,9997839124

C_0 は純粋なユニタリモデルを指す。KTMの場合、状態は混合されているため、この数は絡み合いの尺度ではありません。

識別力に基づいて設定を選ぶ

ある一つの時間で、二つの仮説が、同じ干渉可視度を予測するとしよう。反復数を増やせば、一致の精度は高まるが、説明の選択に必ずしも役立つとは限らない。時間、波束の分離距離、質量、制御パルスの順序など、依存性が分かれる設定を変えるほうが有用である。シミュレーションに問うべきなのは、どの新しい測定が、仮説の両立する範囲を最も縮めるか、ということである。

予備計算では、いくつかの可観測変数をベクトル(位相、視認性、スピン相関、運動量分布の幅)に集めることができる。次に、あるモデルの予測が相手の最も近い予測からどのくらい離れているかを推定し、すべての可能な補助パラメータを考慮に入れる。距離は、エラーとその相関を

考慮に入れなければなりません。視覚的に異なる二つの曲線は統計的に区別できないが、小さな一貫性のある差は有益である。

相手のパラメータを最小化することが基本です。数字の一つの不便なセットとの比較は、このセットのみをチェックします。強い結果は、独立に有効な境界内で最も好ましい値を選択するという代替の試みを生き残る。さらに、物理的理由なしには、各予測が失敗した後に境界を拡大することはできません。さもなければ、この仮説はどんなデータでも書き換える方法になり、テスト可能性を失う。

以下の二次測度は、誤差がほぼガウス的であり共分散が知られている場合に有用である。普遍的な意味の宣言というよりも、デザインに役立っています。実現可能な領域の端におけるまれな獲得、非線形推定、パラメータは、シミュレーションデータ上の統計の完全な可能性とキャリブレーションを必要とする。決定しきい値は、設定の選択とテストされたオプションの数を含む手順全体によって異なります。

$$\mathcal{D}^2(\mathbf{u}) = \min_{\theta \in \Theta_B} [\mathbf{f}_A(\mathbf{u}) - \mathbf{f}_B(\mathbf{u},\theta)]^T \Sigma^{-1} [\mathbf{f}_A(\mathbf{u}) - \mathbf{f}_B(\mathbf{u},\theta)].$$

(16.9) uは実験的な設定、fは予測のベクトル、θ は代替Bの許容パラメータ、Σ は期待誤差の共分散である。これは選択された近似における選択したモデルの識別可能性の指標であり、新しい物理定数ではない。

共通の校正領域を考慮した比較

差の頑健性を検証するため、あらかじめ指定した領域内で、競合モデルにとって最も有利なパラメーターを選ばせることができる。例として t = 200 s では、相互作用の尺度 a、外部の位相背景の可視度 vфон、検出された一つの符号が誤る確率 ε という、共通の入力三つを導入した。独立した校正によって、それぞれ 0,98–1,02; 0,98–1,00; 0,005–0,015 の区間に制約されたと仮定する。この計算では、これらの区間は問題の条件として与えたものであり、実際の装置から得たものではない。

基準となるユニタリーモデルでは、a = 1、vфон = 0,99、ε = 0,01 を用いる。代替の KTM モデルには、同じ区間内で値を自由に選ぶことを許す。その必須の因子 exp(−|aΔlin|/2) が、さらに vфон に掛かる。すべての予測を、三つの設定それぞれの四つの確率に換算する。したがって比較するのは、前提の異なる方法で再構成したもつれの尺度ではなく、結果の分布である。

設定について平均したカルバック・ライブラーのダイバージェンスを最小化すると、検出された対当たり 0,00610171 ナットになる。見つかった最良の KTM の予測は、領域の境界 a = 0,98、vфон = 1、ε = 0,005 にある。相関を保つために最も有利な設定を使っても、分布はなお一致

しない。複数の初期点から計算を繰り返した。これは、この小さな領域内での数値的な安定性の検証である。

正の発散は、オプティマイザに依存しない引数によってもサポートされる。参照モデルは記録されたS = 1,074900を与えるが、考慮されたチャネルは完璧な読み出しであっても一を超えることはできない。したがって、この家族に分布の正確な偶然はありません。数値最小化はミスマッチのサイズを推定し、証人はその存在を確立する。

情報距離は誤りの確率ではなく、統計的手順なしで「シグマ数」に変換するべきではありません。選択されたチューニング分布の下での平均ログ可能性の期待差を示す。有限サンプルは、初期イベント数、決定規則、およびそのキャリブレーションを必要とする。証人のためのそのような完全な例の一つは、すでに14章で示されています。ここでは、別の問題が解決されます - ゲージの不確かさを解決するための物理的予測の安定性です。

$$\overline{D}_{\mathrm{KL}} = \min_{\theta\in\Theta} \frac{1}{3} \sum_{u\in\{XX,YZ,ZY\}} \sum_{a,b} P_A(a,b\mid u) \ln \frac{P_A(a,b\mid u)}{P_B(a,b\mid u,\theta)}.$$

(16.10) Θ は、事前定義されたキャリブレーション領域である。ここの設定は重量が等しいため、他のリソースと使用頻度については、重量を変更する必要があります。

このプロトコルが役立たなくなる範囲

環境の影響は、保持時間 t と外部の位相減衰速度 $\gamma_{\mathrm{фон}}$ の平面で表すと分かりやすい。ユニタリーモデルでは $v = \exp(-\gamma_{\mathrm{фон}} t)$ であり、読出し誤差を指定した場合の検出された指標は $\eta^2[v^2+2v|\sin(\kappa t/2)|]$ に等しい。ここで $\kappa = |K|s^2/\hbar$ である。線 S = 1 は、この証人がしきい値を超える正の余裕をもつ領域と、繰返し回数を増やすだけでは違反が生じない領域を分ける。

保持時間が非常に短いと、位相は小さく、有限の読出し誤差が初期の相関をすでに弱める。そのため、完全なコヒーレンスがあっても、短時間で検出可能な証人が得られる保証はない。保持時間が長くなると、位相の利用可能な大きさは特定の極大までしか増えず、その間も蓄積する背景は可視度を下げ続ける。したがって、有効な時間の領域が存在し、それは $\gamma_{\mathrm{фон}}$ の増加とともに狭まり、消失する場合もある。

グラフは、符号ごとに同じ比率s/d = 0,05と登録エラー1 %にプロットされる。KTMの代替案は同じ外部背景を使用しているため、その曲線は境界線の反対側に残ります。ユニタリ仮説が限界を下回っていることが判明した場合、これはこの証人が不十分であることを意味する。パルス

拡散の完全な分布や観察は、依然として変化する可能性がある。完全な識別不能性を確立するためには、選択したデータセット全体を比較する必要がある。

この結果は、力学、準備、測定、キャリブレーション領域、感度の低下の理由など、独自のレベルで計算定式化を完了する。実験に移行するには、保持、バックグラウンドインタラクション、イベント出力の実際の特性を置き換える必要がある。この場合、どのパラメータを測定し、どの結論が各結果を可能にするかは、すでに明らかです。モデルのさらなる拡張は、このマップの特定の制約を満たした場合に意味がある。

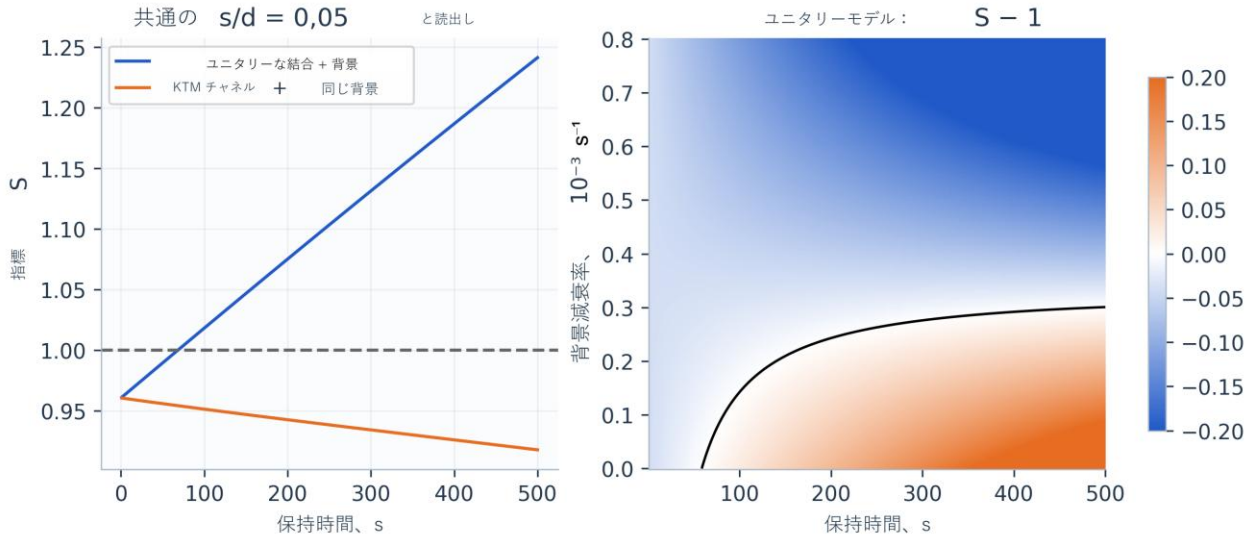


図 45。共通の s/d = 0,05 と、符号当たり 1 % の読出し誤差のもとで、二つの動力学を比較する。左では、同じ外部の位相背景 γφoH = 5·10⁻⁵ s⁻¹ を、ユニタリー結合と KTM チャネルに適用した。右はユニタリーモデルの S−1 の地図であり、黒い線は特定の証人のしきい値を示す。長い保持時間はモデルへの依存性を示すためのもので、実現済みの性能を主張するものではない。

シミュレーションから再現可能な結果へ

この章の計算は、添付の gravity_v02.py に実装されている。一組の入力から、位相の表、結果の確率、モデル間の最小の隔たり、閾値の地図を生成する。また、651 点で、部分転置行列のスペクトル、確率の規格化、二準位時計の POVM の規格化を検証する。解析的なスペクトルと行列のスペクトルの一致は、絶対許容差で管理する。これにより、モデルの予測と計算上の誤りを分離する。

物理定数、乱数生成器の初期状態、キャリブレーション間隔、シミュレーションサンプルが結果とともに保存される。人工サンプル数は動的パラメータから分離される。したがって、以前に再構成された絡み合いの尺度を元のデータとして取ることなく、別の基準を用いて同じ観測セットを分析することができる。模擬読み物は実験的には指定されていない。

独立試験には、従来の状態行列の正性、確率の和、既知のネット極限、およびKTMの分析的不等式が含まれる。幾何学的予算の微分は有限差分によって検証される。情報距離プロファイルはいくつかの開始点から計算される。ポイントモデルでは、これらは記述された数値の十分なチェックである。エンドパケット伝搬または保持ダイナミクスには独自の収束チェックが必要である。

結果は、証人境界の違反、その有限統計、および脱感作領域の肯定的な例を含む。これら三つの部分は、モデルで可能な効果、選択したイベント数、デバイスのどの特性がそれを消去するかという異なる質問に答える。彼らの共同プレゼンテーションは計算例を完成させ、対応する条件の実装に関する疑問を解き放つ。

違いの不在が答えになるとき

比較では、ニュートン結合と特定のフィードバック測定チャネルが一般的な幾何学、準備および登録に不適合な相関を与える領域が発見された。選択したダイナミクスの結果です。フィールドの古典を呼び出す記述に自動的には適用されず、仮定された持続時間と背景レベルの達成可能性を確立しない。

直線 S= 1の反対側では、その平均が無限に正確に決定されたとしても、この証人はもはや肯定的な結果を与えない。このツールにとって、これは意味のある境界です。許可されたパラメータを許可した後、利用可能なすべての分布の偶然性が必要になる。これらの二つのケースを区別すると、次のステップ — 読み出しの改善、拡散の測定、ジオメトリの変更 — を決定するのに役立ちます。

基本的な推論は、入力状態、ダイナミクス、検出器の結果、および除外された代替案のクラスが命名できると精度が向上する。本の次の部分は、空間ノイズと時間的相関の管理に同じロジックを適用します。拡張のポイントは、新しい測定が一般的な物理パラメータをチェックし、各シリーズの独立したフィッティングに置き換えられないことです。

重力実験は、期待される信号だけでなく、その解釈の限界がわかっているとき、理論の基礎のテストになります。強度、位相、コヒーレンス、ノイズ、および時計の読み取りは、一つの一貫した予測を行う必要があります。そして、小さな測定可能な効果でさえ、許容できる物理的説明のセットを著しく変えることができる。

第四部 検証可能な研究計画

第 17 章 普遍的な空間雑音の仮説

普遍的法則は、ある級数に含まれるパラメータが他方を予測しなければならないという、数値的なコミットメントを受け入れる。この章では、質量モデルは二つのオブジェクトの結合確率に変換される。最初の読み取りの完全な例は、19章で議論され、エラー率をチェックするのは、21章です。

何の検証を提案するか

使用可能な環境との相互作用を定量的に考慮した後、空間コヒーレンスの損失の追加成分があり、そのパラメータは様々な材料オブジェクトに共通である。最も単純な形態では、質量分布に関連付けられており、相関の強度と空間スケールによって規定される。「普遍的」という言葉は、同じ結合法則を意味し、分子、ナノ粒子、機械的共鳴器の減衰速度は同じではありません。それらの質量、形状および動きは異なるので、観察された効果も異なっていなければならない。

歴史的に、連続的自然局在は量子力学の確率的変化としてすでに定式化されている。ジラルディ、パールとリミニ1990の仕事は、このプログラム[21]の基礎に関連しています。ここで提案されている方向性は、そのような考えを裏付けるものではない。その可能な貢献は、共同検証の方法、独立した観察の選択、環境モデルへの推論の実証可能な堅牢性において求められるべきである。特定のプロトコルの科学的ノベルティは、文献と別々の比較によって確立されなければならない。

一つの分離された設定は、説明の自由すぎる。未計算の電場、残留ガスまたは温度誤差が追加のパラメータとして現れることがあります。別のインストールに移行する場合、そのような状況は通常新しい説明を必要とします。それどころか、普遍的な仮説はコミットメントする: 見つかった基本的なパラメータは、各デバイスに対して任意に再構成できない。対象物と既知の機器パラメータの測定特性を変更することが許される。一般的な法則は同じままである。

異なる物体に共通のパラメーターの組

出発点として有用なパラメーター化では、強度 λ と長さ r_C を用いる。この段階では、検証するモデルの座標であり、その存在が証明されたとは仮定しない。各実験について、質量分布、状

態の分岐の軌道、観察時間、検出方法を含む、固有の予測を計算する。同時解析では、選んだすべての観測と整合する、λ と r_c の許容値の、一つの領域を見いだす必要がある。

この要件は、「すべての実験にノイズがほとんど残っていない」というフレーズよりも強いです。残骸はさまざまな理由で発生し、共通の構造を持たない。一般的性は定量的にチェックされる。ある系列が一定のスケールで強度の増加を必要とし、別の系列がエラーを確実に考慮してそのような増加を除外すると、競合が現れます。不適合な推定値の平均化によって隠すことはできない。まず、特定の実験の可能な誤差を調べ、次に普遍モデル自体を改訂する。

あらかじめ選択された適用範囲も必要である。剛体の非相対論的モデルは、粒子の誕生、強い重力場、または物体自体の破壊を記述するために必要ではない。このような制限は、データと比較する前に記述した場合に許容される。予測が失敗した後に追加されると、それらは問題になります。研究プログラムは、近似の正直な洗練と仮説が動作することになっている条件の無限の拡大を区別しなければならない。

質量だけでなく幾何学を見る

「重いオブジェクトはコヒーレンスをより速く失うべきである」という推論は、最初の近似としてのみ有用である。ノイズと質量密度を関連付ける場合、身体全体の空間構造は重要である。その異なるセクションは、同じ相関領域内に位置するか、またはその境界線をはるかに超えることができる。したがって、同じ質量のコンパクトな物体と細長い構造は異なる予測を与えることができる。質量に対する単純なプロットから欠けている追加のチェックを提供するのは、この違いです。

剛体の場合、密度$\mu(\mathbf{x})$とそのフーリエ変換$\tilde{\mu}(\mathbf{k}) = \int d^3x \mu(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$を導入する。次の式は、二つの同一分布がベクトル $\mathbf{d}$ によってシフトされるとき、特定のガウス局所化モデルを指定する。さらなる計算のための作業定義として使用されます。すべての要因は、点質量分布に対して10章の空間法則が得られるように記述される。その公式は時間差の次元を持つ。

体の寸法がr_cに比べて小さい場合、積分の重要な領域では、$\tilde{\mu}$を総質量に置き換えることができます。通常の二次増幅が現れる。サイズが大きくなると、そのような交換は合法的ではありません。次に、実際の形状、不均一性、方向、および可能な内部の動きを考慮する必要がある。フォームエラーは普遍性の違反をシミュレートすることができる。したがって、異なる物体の比較は、名前板質量だけでなく、測定された幾何学的データを使用する必要がある。

$$\Gamma_\mu(\mathbf{d}) = \frac{\lambda r_C^3}{\pi^{3/2} m_0^2} \int d^3k e^{-r_C^2 k^2} |\tilde{\mu}(\mathbf{k})|^2 \Big[1 - \cos(\mathbf{k}\cdot\mathbf{d})\Big].$$

(17.1)ガウス空間カーネルのローカライゼーションレートを動作させる。参照質量 m₀ は、 λ の正規化を修正する。両枝において同じ形状の剛体と、効果的な非相対論的ダイナミクスの適用性を仮定する。

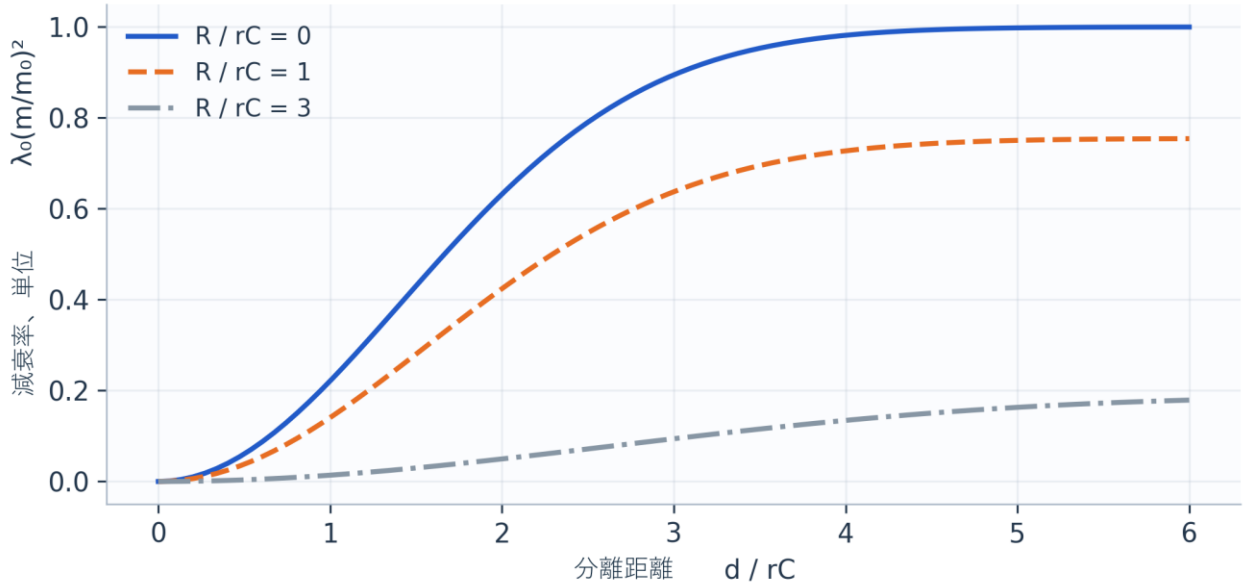


図46。同じ総質量における均質な球面の有限サイズの影響。半径 R は質量形係数を変化させるので、コンパクト法則は任意の物体に転送できない。

物理的に許容される相関

相関関数を自由に描画するだけでは不十分です。いくつかのフィールドをいくつかのポイントで実行しましょう。その値の重み付き和の分散は非負でなければならない。この要件は、相関行列のすべての要素を同時に制限します。隣接するペアのみをチェックすることは、システム全体の一貫性を保証するものではありません。計算モデルでは、十分な数の空間点が考慮されるまで、そのような違反は目に見えないままである。

均質な定常ガウス場の場合、スペクトル特定法は有用であり、空間相関は非負のスペクトル密度の変換として得られる。ガウス核はこの条件を満たす。より複雑な形式、例えばいくつかの相関尺度は、非負の重みを持つ許容成分の和として構築することができる。しかし、各追加スケールの導入は調整の自由度を高めます。このようなモデルは、チューニングに使用される点をよりよく記述するだけでなく、新たな観察の恩恵を受けるべきである。

相関の許容性でさえ、問題の一部しか解決しません。提案した量子進化のためには、補助系による膨張を含む密度行列のトレース保存と正性を検証する必要がある。正しいアンサンブル方程式は、異なる測定結果の発生のための物理機構をまだ特定していない。また、相対論的一貫性と完全系のエネルギー保存の法則は自動的に従わない。これらの要件は、一方の数学的テストの成功が他方に取って代わらないように、別々に保つべきです。

$$\sum_{i,j} a_i^* C(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) a_j \geq 0$$

任意の$\{a_i, \mathbf{r}_i\}$.

(17.2)空間相関の正半定値性に関する条件。これにより、フィールド値の線形結合の負の分散を排除する。

新しい対象への予測

最も有意義なチェックは、事前にセットされたシリーズで構築されています。例えば、パラメータは二つの質量分布と複数の軌道から推定され、三つ目の形状の視認性が計算される。新しいシリーズを開く前に、予測範囲、キャリブレーションパラメータおよび比較ルールが固定される。結果を受け取ると、強度や空間カーネルを自由に変更することができれば、テストはその意味を失います:第三のボディはチューニング用の別の材料になります。

そのようなボディの選択は、モデルの識別性を考慮に入れなければならない。二つのほぼ同一のサンプルは、考慮されたすべてのメカニズムに対してほぼ比例した応答を与えることができる。彼らの合意は弱いテストになるだろう。質量局在モデルと許容可能な環境モデルが異なる変化を予測するジオメトリを見つけるのがより有用である。例えば、質量を維持しながら形状を変えることは、空間形状係数と光学散乱に異なる影響を与える可能性がある。どの違いが有用なのかは、特定の材料とインストールの計算によって示されるべきです。

様々な経験の可能性の比較は、よく知られた先祖である。NimmrichterとHornbergerは、量子力学[46]の特定の修正を制限する実験能力を通じてマクロ性を評価することを提案した。このプログラムでは、身体そのものの規模は経験の科学的強さの尺度ではありません。より重要なのは、どのパラメータ範囲でテストするかであり、以前の観察からどのくらい独立しているかである。

共通のパラメーターと独立した環境条件

計算検証のために、質量比1と1,4の二つのコンパクトなオブジェクトが選択された。ここでのコンパクトさは、テストされたすべての相関長に対する各サイズの小さを意味します。この条件

は、質量核の点極限の使用を可能にする。絶対質量は割り当てられず、二つの応答間の形状識別とパラメータ転送を探索する。その振幅は、実際の質量を設定し、フォームファクタをチェックした後にのみ、基本強度の制約に変換することができます。

分離は、基準長 $\ell = 100$ nmの単位で測定される。第一オブジェクトは、期間$T_1 = 1$ s、第二-$T_2 = 0{,}8$ sに対応する。それぞれに通常のコヒーレンス損失の定数成分と二次成分がある。対象物間では、振幅A、長さr_Cおよび読み取りコントラストcが一般的である。このパラメータの分割は、検出器キャリブレーションが一般的であり、二つの系列の局所条件が異なる可能性があるという特定の仮定を表している。「普遍性」という言葉に従わず、各デバイスごとに個別にチェックする必要があります。

振幅 A は、$A = \lambda\,(m_{\mathrm{ref}}/m_0)^2$ によって、元の強度に結びつく。m_{ref} は、第一の対象の質量である。第二の対象の係数は $1{,}4^2 = 1{,}96$ となる。したがって、A と r_C が共通でも、曲線が同じことは、まったく意味しない。第二の応答では、質量による寄与が強く、時間は少し短く、背景も異なる。同時に検証する対象は、曲線の見かけの一致ではなく、整合した違いなのである。

可能性は、すべての設定と個々のキャリブレーションシリーズの二項確率の積によって形成される。局所係数は対象のデータにのみ作用する。代わりに各曲線に対して独立して A に適合し、二つの丸みを帯びた数を比較すると、結合キャリブレーション情報の大部分が失われます。特に、全体的なコントラストシフトは両方の推定の相関移動を生成する。

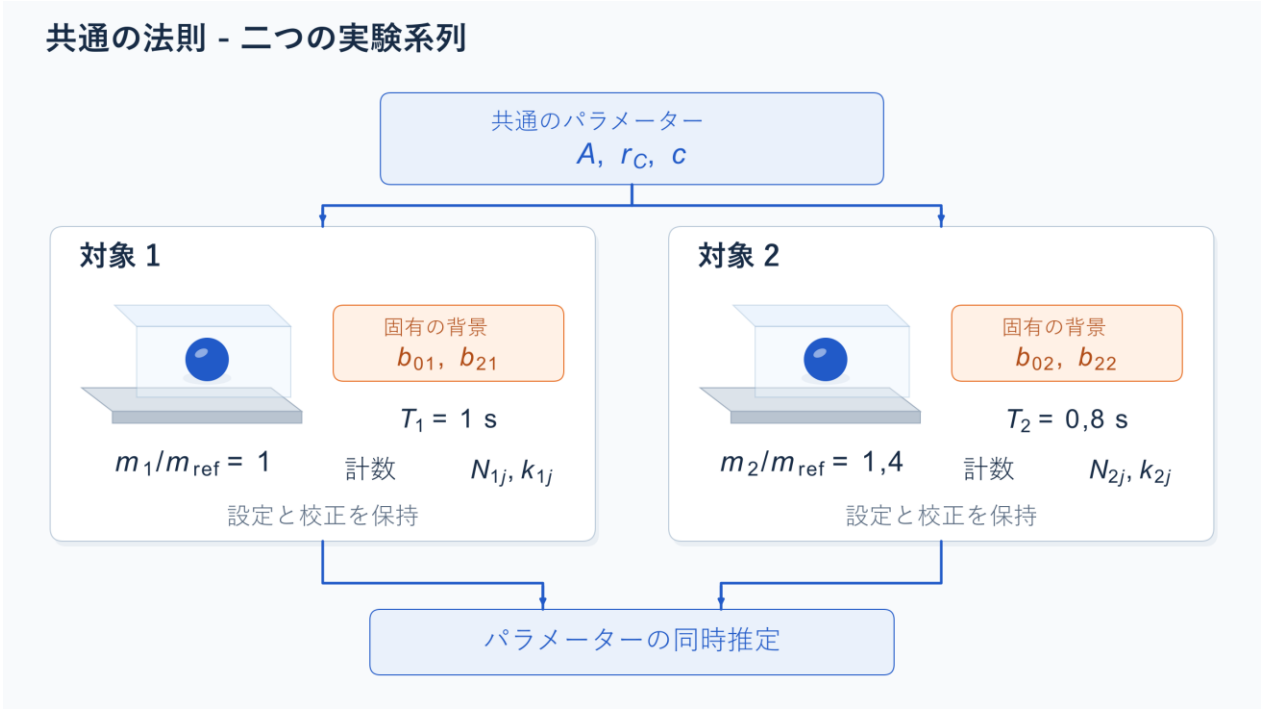


図 47。共通の法則を、質量比 1:1,4 のコンパクトな物体についての、二つの合成データ系列の同時解析で検証する。A、r_C、読出しのコントラスト c は共通とし、通常の背景の係数 b_{0g} と b_{2g} は、それぞれの対象に固有とする。持続時間は T_1=1 s、T_2=0,8 s である。第二の応答の質量係数は $1{,}4^2$=1,96 なので、普遍性は、減衰率や減衰曲線の一致を意味しない。c が共通という点は、この例に固有の、別の校正上の仮定である。絶対質量と、実験で達成した感度は定めていない。検証用に残した系列では、同じ対象を、新たな条件で用いる。

固定サンプルセットでは、最大確率はA = 0,15334 s^{-1}とr_C = 1,25 ℓ で達成される。真の生成値は0,12 s^{-1}と ℓ であった。解析のタスクは、誤差の分布を推定することであり、必ずしも入力された数と丸みを帯びた推定値に一致するものではない。プロファイル領域と実際のカバレッジは以下に示す。このデータは完全に合成されている。

結合仮説は、オブジェクトがA_1とA_2を分離するが同じ空間スケールを持つモデルと比較される。振幅分離の改善統計は0,0558です。一般的なモデルの200独立キャリブレーションシミュレーションでは、尾部分数は0,811に等しい。このトレーニングセットでは、一般的なパラメータを拒否する理由はありません。この適合性は、指定されたモデルと特定のサンプルの精度のみをテストし、すべての材料システムにおいて普遍性を証明しない。

対照用のデータ集合では、振幅を意図的に異なる値 A_1 = 0,12 s^{-1}、A_2 = 0,24 s^{-1} にした。統計量は 6,268、それに対応する校正分布の裾の割合は 0,0100 となった。この計算は、指定した手順が、課された条件への違反をどう識別するかを示している。これらの値を、きわめて小さい p の正確な推定値に読み替えてはならない。校正を 200 回繰り返す場合、裾の分解能はおよそ二百分の一に限られる。

遅延系列は、同じ二つのオブジェクトの距離と持続時間を変更する。新しい背景係数は導入されていない。したがって、幾何学的依存と蓄積時間の転送はチェックされ、第三の未知のデバイス上の作業はチェックされない。新しい身体形状の真の予測は、その測定された密度と局所環境の別個の校正を必要とする。この区別により、小さな例は、達成されたものよりも多くの実験に帰着することなく、その全体に使用することができる。

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{cal}}(c) \prod_{g=1}^{2} \prod_{j} \binom{N_{gj}}{k_{gj}} p_{gj}^{k_{gj}} (1 - p_{gj})^{N_{gj} - k_{gj}}$$

(17.3) 全体の可能性ですサブスクリプトgはオブジェクト、jは設定を表します。パラメータ A, r_C, c は一般、係数 b_{0g} と b_{2g} は局所である。

エネルギーと記述の限界

空間的局在は通常、運動量分布の変化と関連付けられる。11章では、この関係は加熱によって議論される。ここでの方法論的な結果は重要である:干渉から選択されたパラメータは、エネルギー観測を計算するためにも使われるべきである。データの各グループに無関係な強度が導入された場合、単一の物理仮説は消滅する。代わりに、いくつかの別々の説明を受け取ります。これは誤って共通の名前が与えられます。

散逸を含む CSL の拡張は、すでに開発されている。例えば、スミルネとバッシは、そのモデルで平均エネルギーが無制限に増える問題を解消する拡張を提案した [54]。したがって、加熱の問題を見つけても、解決方法が一つしかないことにはならない。ただし、散逸を含む案を選べば、パラメーターと予測の組が変わる。以前の局在化の式に言葉で但し書きを添えるのではなく、新たな計算が必要である。

本書のこの部分では、ガウスモデルは限定的な効果的な仮説として扱われている。これにより、共同実験的な問題を定式化できるが、基本的な場理論を置き換えることはできない。そのような理論への遷移は、エネルギー移動、因果構造、および他の種類の物質との関係のさらなる決定を必要とする。これらの要素の欠如は、オープンワークとして指定されるべきである。新しいエンティティの名前でギャップを埋めるのは時期尚早だ。

異なる物理的な要請を伴う二つの仮説

この章の空間仮説と次の章の時間的仮説は二つの独立した問題と見なされる。第一に、質量分布との接続の法則が固定され、空間核がチェックされる。第二に、二レベルセンサの位相相互作

用演算子を固定し、時間相関器をチェックする。したがって、記号 λ, r_C, σ と τ_c は、一つの基本理論の四つのすでに結合したパラメータを表さない。

空間実験では、通常の環境を考慮し、登録モデルを適用して、選択した質量状態を伝播した後に観察確率を求める。コンパクトな定常極限において、この経路はA[1 − exp(−d²/(4r_C^2))]と指数関数を与える。時間センサの場合、H(t) = ℏ δ ω(t)σ_z/2と与えられた制御の影響下で蓄積された相対位相から確率が得られる。作用素 σ_z は二つの内部状態の間の差を表し、それ自体は質量分岐間の距離について何も語らない。

二つのタスクは、物理転送モデルを追加することでのみ結合できる。例えば、ランダム空間場は二つの質量密度の差と相互作用し、その移動枝に沿った値が δ ω(t)を生成する。そして、位相相関器は空間スペクトル、運動および質量分布に同時に依存する。分解スペクトルであっても、観測された時間振幅は物体とその軌道に依存する。単純等式 $\lambda = \sigma$、またはスピン相関時間の質量モデルへの移動は基礎を持たない。

二つの既存の数値級数は独立パラメータを保持しており、二項空間解析は一般的な質量法則をテストし、制御された二レベルセンサは定常時間相関器である。この章の最後のセクションでは、これらの問題の数学的接続を明確にする限定的な一般転送モデルが構築されている。別々の計算を単一の実験に変換することはなく、フィールドの基本的な性質を確立しない。

普遍性が検証に耐えないとき

独立に指定された不確実性内で所定のテストセットを記述することができる一般的なパラメータドメインがない場合、選択されたバージョンの仮説の拒否は正当化される。このステートメントは、必ずしも特定のカーネル、質量との接続の法則と適用範囲を指します。量子力学のいかなる修正も排除しない。同時に、そのような結果は、可能な他のモデルの無限の数について話すことでは割引できない。

すべての観察が追加の効果がないと一致している場合、結論は異なる形をとる。空間スケールの研究範囲における強度の上限を求める。任意に低い強度を可能にする家族は、このように完全に排除することはできません。しかし、境界は、特定のモデルが導入されたタスクを実行するのを妨げる可能性がある。これを行うには、マクロ局在化の自己機構に必要な最小強度を別々に計算する必要がある。

肯定的な結果にも連続したレベルがあります。まず、説明されていない一般的な依存を確立し、次に環境モデルの拡張に対する抵抗を確立し、その後オブジェクト間の予測転送を行う。この後

に初めて、根本的な起源について議論するための基礎があります。次のステップを置き換えるステップはありません。このシーケンスは、異なる材料システムが一つの追加の規則性を持つかどうかをテストするという主な野望を維持しながらプログラムを厳格にします。

空間と時間の相関の共通の法則

二つの記述の関係を計算できる、範囲を限定した共通モデルを構成しよう。Z(x,t) を、平均がゼロで、実験室系において定常な、実数値の古典的ガウス場とする。以下に指定する確率的なハミルトニアンを通じて、質量密度演算子 $\mu\hat{}(x)$ と相互作用する。パラメーター $\lambda \geq 0$、$r_C > 0$、$\tau_c > 0$ は、強度、空間的な長さ、相関時間を定める。基準質量 m_0 は固定する。ここで λ の次元は s^{-1}、Z の次元も s^{-1}、場の共分散の次元は s^{-2} である。

ガウス空間核と指数時間相関器の積は許容可能であり、その時空スペクトルは非負である。各フィールド実現に対して、自己随伴ハミルトニアンはユニタリプロパゲータU_Zを生成する。したがって、平均写像$\mathcal{E}_T(\rho) = \mathrm{E}[U_Z \rho U_Z\dagger]$はトレースを保存し、補助系の存在を含む完全に正である。これは、通常のフィールドのランダムなユニタリモデルです。それは一つの枝の客観的選択を導出せず、収縮の新しい理論ではなく、アンサンブル減衰と個々の局在の違いは[28]に保存される。

位相計算のために、密度 $\mu_+(x,t)$ と $\mu_-(x,t)$ を持つ二つの狭い枝を定義する。それらの移動と形状は考慮される: 分岐間のノイズ遷移と、場の影響下での軌道の変化は無視できる。差$\Delta\mu_t = \mu_+ - \mu_-$は、フィールドを相対周波数 $\delta\omega(t)$ にします。制御は実関数y(t)によって与えられ、蓄積された位相は$\Phi_y = \int_0^T y(t)\,\delta\omega(t)dt$に等しい。枝の交換が既に密度に含まれている場合、追加の y の記号を変更することはできません:これは一つの効果を二倍に数えます。

ガウス性はこの位相近似 $v_y = \mathrm{E}[\exp(-i\Phi_y)] = \exp(-\chi_y)$ において、χ_y は位相分散の半分である。制御ガウス位相緩和の標準的な方法は、Cywiski et al. [58] の研究で概説されている。ここでは、その入力相関は質量分布から計算される。二重畳み込み J(t,s) は、異なる時間における両方の幾何学を考慮に入れます。色付きフィールドに対する一つの瞬時距離 d(t) は通常十分ではありません。

点枝について、J は四つの空間相関を含む: 瞬間 t と s における同一分岐間の二つと異なる枝の間の二つは、マイナス符号で取り込まれる。拡張体では、フル密度の同じ畳み込みが使用される。したがって、運動、回転および内部質量再分布は、一定の λ、r_Cおよびτ_cであっても時間応答を変える。総質量の単純な置換は検証されたコンパクト極限においてのみ許容される。

二つの状態で同じ質量密度を持つ内部スピンは、$\Delta\mu_t = 0$を持ち、この接続を感じない。スピン読み出しは、条件付き空間移動や質量分布の物理的差を必要とする。理想的なエコーはさらに相互作用差の真の反転を仮定し、孤立したスピンをそれ自体で回転させることはそれを提供しない。移動の最終時刻は、与えられた軌跡によって考慮されるが、瞬時に記号を変更することはない。

$$\widehat{H}_Z(t) = \frac{\hbar}{m_0}\int d^3x \hat{\mu}(\mathbf{x}) Z(\mathbf{x}, t)$$

$$G(\mathbf{r}) = e^{-r^2/(4r_c^2)}$$

$$\mathbb{E}[Z(\mathbf{x}, t) Z(\mathbf{x}', s)] = \frac{\lambda}{2\tau_c} e^{-|t-s|/\tau_c} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}').$$

(17.4) 場とその質量との関係の完全な定義。空間核は無次元であり、条件 G(0) = 1 によって正規化される; その体積積分は 一 に等しくない。

$$\delta\omega(t) = \frac{1}{m_0}\int d^3x \Delta\mu_t(\mathbf{x}) Z(\mathbf{x}, t)$$

$$J(t, s) = \int d^3x d^3x' \, \Delta\mu_t(\mathbf{x}) \Delta\mu_s(\mathbf{x}') G(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$$

$$K(t, s) = \mathbb{E}[\delta\omega(t)\delta\omega(s)] = \frac{\lambda}{2\tau_c m_0^2} e^{-|t-s|/\tau_c} J(t, s).$$

(17.5)空間畳み込みは質量二乗の次元を持つ。分岐が移動すると、一般の場合の位相相関K(t,s)は時間差のみの関数ではない。

$$\chi_y(T) = \frac{\lambda}{4\tau_c m_0^2}\int_0^T dt \int_0^T ds y(t) y(s) e^{-|t-s|/\tau_c} J(t, s).$$

(17.6) 一般的な二時間視認機能。個々の項の符号は負であるが、全 χ_y は分散の半分として非負である。

$$\frac{J(t, s)}{m^2} = \sum_{a,b\in\{+,-\}} s_a s_b G(\mathbf{r}_a(t) - \mathbf{r}_b(s))$$

$$s_+ = 1, \, s_- = -1.$$

(17.7)同一質量mの点枝に対する四つの相関関係。この式により、与えられた軌跡を直接置き換えることができます。

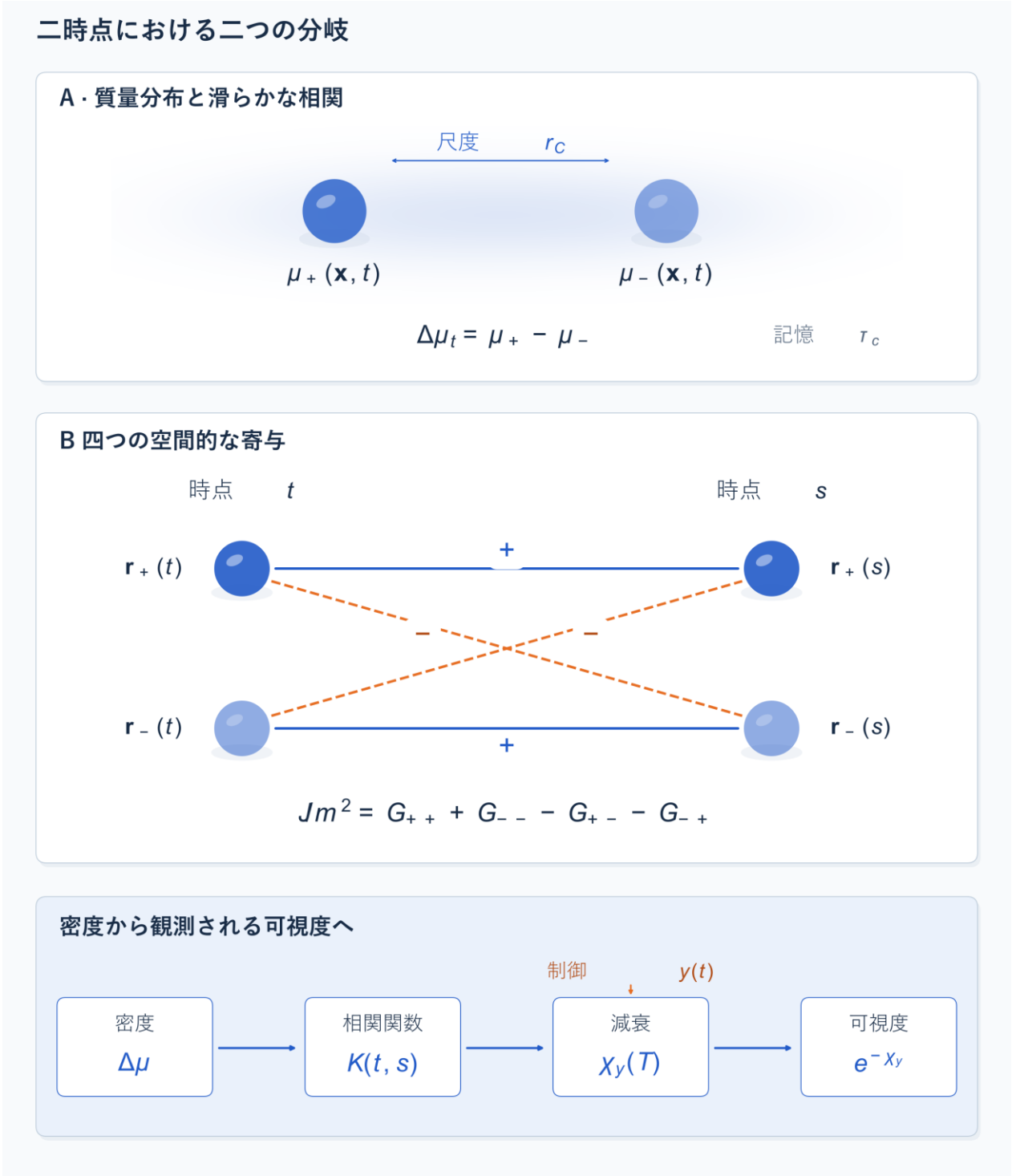


図 48。限定されたランダム・ユニタリーモデルでは、ガウス場を、二つの分岐の質量密度差に結びつける。上段は、場の硬い区画ではなく、滑らかな空間と時間の相関尺度を示す。下段の幾何学は、J(t,s) の四項を示す。同じ分岐同士の二つの相関はプラス、交差する二つの相関はマイナスである。四つの印は、異なる時刻の二つの分岐を示す。線は、相関項を表し、力や信号の伝達を表すものではない。幾何学と制御によって、K(t,s)、χ_y、可視度が定まる。モデルはアンサンブルの位相緩和を記述し、分岐の客観的な選択を証明しない。内部状態の質量密度が一致すれば、Δμ=0 となる。スピン回転だけでは、質量の結合は反転しない。分岐の交換を、密度の変更と、y の符号の再反転によって、二重に数えてはならない。

同じ伝達モデルでのラムゼーとエコーの規格化

距離 d における質量 m の二つの定常点枝を考えてみましょう。次に、J = 2m²[1 − G(d)] と相対周波数は指数相関子 K(t,s) = σ_g^2 exp(−|t−s|/τ_c) を持つ。その振幅はもはや自由ではなく、幾何学と質量によって決定される。η_g = m/m_{ref}とA = λ (m_{ref}/m₀)²の場合は、$\sigma_g^2 = \Gamma_g/\tau_c$、ここでは$\Gamma_g$ = Aη_g^2 [1 − exp(−d²/(4r_C^2))]。異なるオブジェクトは同じフィールドで異なる σ_g を受け取ります。

規格化は、時間的な白色雑音の極限で検証する。関数 exp(−|u|/τ_c)/(2τ_c) は、時間軸全体での積分が一となり、δ(u) に近づく。したがって、χ_y は $\lambda \int_0^T y^2(t)J(t,t)dt/(2m_0^2)$ に近づく。静止した分岐で $y^2 = 1$ の場合、Γ_gT が得られる。d だけずれた、同一の剛体では、J = 2[I(0) − I(d)] である。I は、二つの密度と G の畳み込みである。G のフーリエ変換から、この章の空間的な式の係数 $\lambda r_C^3/(\pi^{3/2} m_0^2)$ が、厳密に得られる。追加の二倍の係数はない。

有限メモリでは、ラムゼイはy = 1に対応し、理想的なハーンエコーはT/2の符号変化に対応する。二時間積分への置換は、以下の閉形式式を与える。T ≪ τ_c の場合、初期指標はそれぞれ $\Gamma_g T^2/(2\tau_c)$ と $\Gamma_g T^3/(12\tau_c^2)$ に等しい。固定Tとパルスシーケンスの場合、$\tau_c \to 0$では両方ともΓ_gTになりがちである:理想的なエコーはこの白色成分を除去しない。

登録イベントに進むには、分析フェーズϕ、校正されたコントラストc、およびZから統計的に独立した標準背景指標χ_{env}を指定するだけで十分です。対称な二出力読み出しの場合、二項確率p_yが以下に記述される。一般的なフィールドパラメータは、計算されたχ_yを通じて含まれます。ジオメトリとコントロールは各プラットフォームで知られなければなりません。したがって、転送は崩壊時間の表面的類似性よりも、イベントの特定の分布をテストする。二項法則は反復における独立な実装を必要とし、サイクル間の残差場相関により、共同の時間的可能性が必要である。

数値例では、両方の質量について A = 0,12 s⁻¹、r_C = 100 nm、τ_c = 0,8 s、T = 1 s を用いる。表は、指定した場の寄与だけを示す。すなわち、c = 1、χ_{env} = 0 である。完全な二時刻積分の数値求積と閉じた式は、絶対誤差 3×10⁻¹⁷ 未満で一致する。τ_c = 8×10⁻⁵ s のとき、比 $\chi_R/(\Gamma_g T)$ と $\chi_E/(\Gamma_g T)$ は、それぞれ 0,99992 と 0,99976 になる。この計算は calculations/spacetime_v02.py で再現でき、その結果は同じ場所に JSON 形式で保存されている。

$\pm r_C$ に置いた、剛体の等しい二つの点状部分を、共通に d $= r_C$ だけ移す追加の検証では、コンパクトな場合の 0,2211992 に代わり、幾何学的な係数 0,0734893 が得られる。直接の畳み込みと、フーリエ積分は一致する。最大値 $2r_C$ の三角形状の分離についても、瞬間的な白色雑音の減衰率の積分への移行を検証した。これらの計算は、選んだ伝達モデルと、その極限を確かめるものである。ここに実験データはない。

A とτ_cがあれば、非常に大きな分離でも $\sigma_1 \le 0{,}3873\ \mathrm{s}^{-1}$ と $\sigma_2 \le 0{,}5422\ \mathrm{s}^{-1}$ しかできません。したがって、次の $\sigma = 1{,}2\ \mathrm{s}^{-1}$ 章の独立した例は、同じ数値パラメータを持つ同じフィールドではない。一般的な法則は一貫性のある例の再計算を可能にするが、以前の系列を遡及的にマージしない。実験的な検証に成功したとしても、通常の場と提案した基本的なメカニズムを別々に区別する必要がある。

$$\Gamma_g(d) = A\eta_g^2\left[1 - e^{-d^2/(4r_C^2)}\right]$$

$$\sigma_g^2 = \frac{\Gamma_g(d)}{\tau_c}$$

$$A = \lambda\left(\frac{m_{\mathrm{ref}}}{m_0}\right)^2.$$

(17.8)定常コンパクト枝の時間位相ノイズ振幅に空間パラメータをマッピングする。d= 0では、どちらの量もゼロに等しい。

$$G(\mathbf{r}) = \frac{r_C^3}{\pi^{3/2}}\int d^3k e^{-r_C^2k^2}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

$$\chi_{y,\tau_c\to 0} = \frac{\lambda}{2m_0^2}\int_0^T dt y^2(t)J(t,t).$$

(17.9)空間的および時間的正規化。ハードシフトの場合、畳み込み変換はその係数を含む前の公式 Γ_μ(d) を再現する。

$$\chi_R(T) = \Gamma_g\left[T - \tau_c\left(1 - e^{-T/\tau_c}\right)\right]$$

$$\chi_E(T) = \Gamma_g\left[T - 3\tau_c + 4\tau_c e^{-T/(2\tau_c)} - \tau_c e^{-T/\tau_c}\right].$$

(17.10) 理想的な制御下における定常枝の正確な位相応答。$\sigma_g^2 = \Gamma_g/\tau_c$の後、18章の時間式と一致する。

$$p_y = \frac{1 + c e^{-\chi_{\mathrm{env}} - \chi_y} \cos\varphi}{2}$$

$$0 \le c \le 1, \chi_{\mathrm{env}} \ge 0.$$

(17.11)一つの登録出口の確率。N 独立反復の場合、そのような結果の数は二項分布を持ち、6 章のように追加の検出器誤差は別々に入力される。

二つの質量に対する一つの時空法則:T= 1 sにおける合成計算

$\mathbf{m}/m_{\mathrm{ref}}$	$\mathbf{d}/r_C$	$\boldsymbol{\sigma}$, $\mathbf{s^{-1}}$	v_R	v_E	v_{white}
1,0	0,6	0,113624	0,995577	0,999137	0,989725
1,0	1,0	0,182153	0,988672	0,997783	0,973805
1,0	2,0	0,307925	0,967967	0,993676	0,926951
1,0	4,0	0,383735	0,950696	0,990196	0,888872
1,4	0,6	0,159073	0,991349	0,998308	0,979960
1,4	1,0	0,255015	0,977918	0,995658	0,949304
1,4	2,0	0,431096	0,938182	0,987643	0,861849
1,4	4,0	0,537229	0,905652	0,980875	0,793825

$v_R = \exp(-\chi_R)$、$v_E = \exp(-\chi_E)$。$v_{\mathrm{white}} = \exp(-\Gamma_g \mathrm{T})$ は、$\tau_c \to 0$ とし、A と r_C を固定したときの極限である。質量の比は無次元である。

一般的なパラメータは、質量密度、軌道、制御が観測可能なイベントの確率に変換する場合にテスト可能な意味を得る。構築されたモデルは、そのような翻訳とそのホワイトノイズ制限を示す。次の章では、時間的記憶が位相緩和のソースについて明らかにしていることと、制御下であっても曖昧さが持続することについて詳しく説明します。

第 18 章 記憶と制御されたデコヒーレンスの仮説

干渉の消失は、質量と距離を変える方法だけで調べるわけではない。時間に沿った相互作用の順序を変える、という別の手段もある。環境がある時間だけ性質を保つなら、適切な制御で、蓄積したランダムな位相を、部分的に相殺できる。この可能性によって、雑音の記憶を測定できる。ただし、不可逆性の由来を結論づける際には、注意が必要である。

測定できる性質としての記憶

タイミング仮説は、位相変動の選択した成分が再現可能な相関尺度を持ち、異なる制御シーケンスの結果を予測する。ここでは、独立したセンサーモデルとしてテストされます。質量空間ローカライゼーションへのパラメータの転送は期待できない: 前章の終わりに議論される追加の相互作用法則を必要とする。

動的デカップリングを、標準とは異なる量子理論の検証に用いる考えは、すでに 2015 年、アレンツ、ヒラー、フラース、ブルガルトによって提案されている [47]。したがって、パルスの使用は、新手法の発見を主張するものではない。本書の独自の計画は、より狭い問いを扱う。制御の精度が有限で、環境の作用のクラスを、事前に限定しながらも十分に広く取ったとき、減衰のどの成分を、実際に識別できるのか、という問いである。

空間的局所化の非マルコフモデルもある。BassiとFerialdiは、2009年の[55]で指数的なノイズ相関を含むそのようなダイナミクスを調査した。次の計算はこれらのモデルよりも単純である:これは二段階系上のランダム位相作用の正確に解ける問題である。測定ロジックを確認する必要があります。完全な確率的収縮方程式または単一の結果問題の解であると自動的に宣言することはできません。

一つの記憶時間をもつモデル

ランダム相対位相が蓄積する状態の二つの枝を考えてみましょう。選択した近似では、ハミルトニアン $H(t) = \hbar\delta\omega(t)\sigma_z/2$によって影響が記述される。$\delta\omega$の値は逆数秒で測定され、平均値はゼロである。相関$K(\tau) = \sigma^2 e^{-|\tau|/\tau_c}$の定常ガウス過程が仮定される。パラメータ$\sigma$は周波数変動の特性振幅を設定し、$\tau_c$はそれらの間の接続が著しく弱まる時間を設定します。

この章では「記憶」とは正確には相関関係の有限持続時間を意味します。この使い方は、量子論で受け入れられる非マルコフ進化の定義と等価ではない。例えば、状態の識別性が戻らないと、

まだノイズは白くならない。制御問題では、特定の相関器とその影響下でシステムが位相を蓄積する方法が不可欠である。観測されたダイナミクスを計算する代わりに、用語分類を使うことはできない。

イデアルインパルスは、知覚される変動の符号を変化させます。これは、値プラスまたはマイナスー一を持つ関数$y(t)$によって記述されます。正規化された視認性は$v_y = \exp[-\gamma_w T - \chi_y(T)]$である。ここで、$\gamma_w$は別個の非負の白色位相ノイズレートであり、その起源はまだ決定されていない。ガウス相について、指数の平均は、その分散の点で完全に表現され、これは以下の二重積分を与える。純粋位相緩和が考慮される; エネルギー緩和は重要であれば別々に導入されるべきである。

$$\chi_y(T) = \frac{1}{2}\int_0^T dt \int_0^T ds y(t)y(s)K(t-s).$$

(18.1) 蓄積したランダム位相のばらつきを半分にする。ガウス性は、選択されたモデルに対するこの公式の精度を保証する。一般の非ガウス過程に対しては通常不十分である。

位相を蓄積する二つの方法

ラムゼーシーケンスでは、効果の兆候は変化しません。遅いランダムな周波数シフトは、常にシステムに影響を与え、実験の繰り返しの間に大きな位相広がりを生成する。Hahn echoでは、間隔の真ん中で完璧な反転が行われます。後半のシフトのほぼ一定の部分は、最初の貢献を補います。変動が大きく変わった場合、補償は不完全になります。したがって、二つのシーケンスの比較は、ノイズの変化率に関する情報を含む。

これら二つの関数 $y(t)$ を積分に代入すると、閉式が与えられる。より短くするために、それらを$x = T/\tau_c$と表現しましょう。両方の量χは無次元である:積$\sigma^2\tau_c^2$はユニットを運ばない。公式は、短時間で直接統合と拡張によって検証することができます。係数二の欠落がプロトコル全体の推定感度を変えるため、これは係数の有用な独立チェックである。

周波数フィルタとして制御を使用することが開発領域です。AlvarezとSuterは、反転パルス[48]のシーケンスを用いて色ノイズスペクトルを再構成することを提案した。検討中のワークでは、この一般的なアイデアは意図的に一つの相関時間に削減される。単純さにより、有用な信号とパラメータの縮退の両方をはっきりと見ることができます。このチェックの後、既知の制限ケースをコントロールとして維持して、スペクトルをより複雑にすることができます。

$$\chi_R(T) = \sigma^2 \tau_c^2 \left(x - 1 + e^{-x} \right)$$

$$\chi_E(T) = \sigma^2 \tau_c^2 \left(x - 3 + 4e^{-x/2} - e^{-x} \right)$$

$$x = T/\tau_c.$$

(18.2) ラムゼーの正確な減衰率と指数相関器との理想的なハーンエコー。RとEのサブスクリプトは、異なるノイズモデルではなく、二つの制御方法を示す。

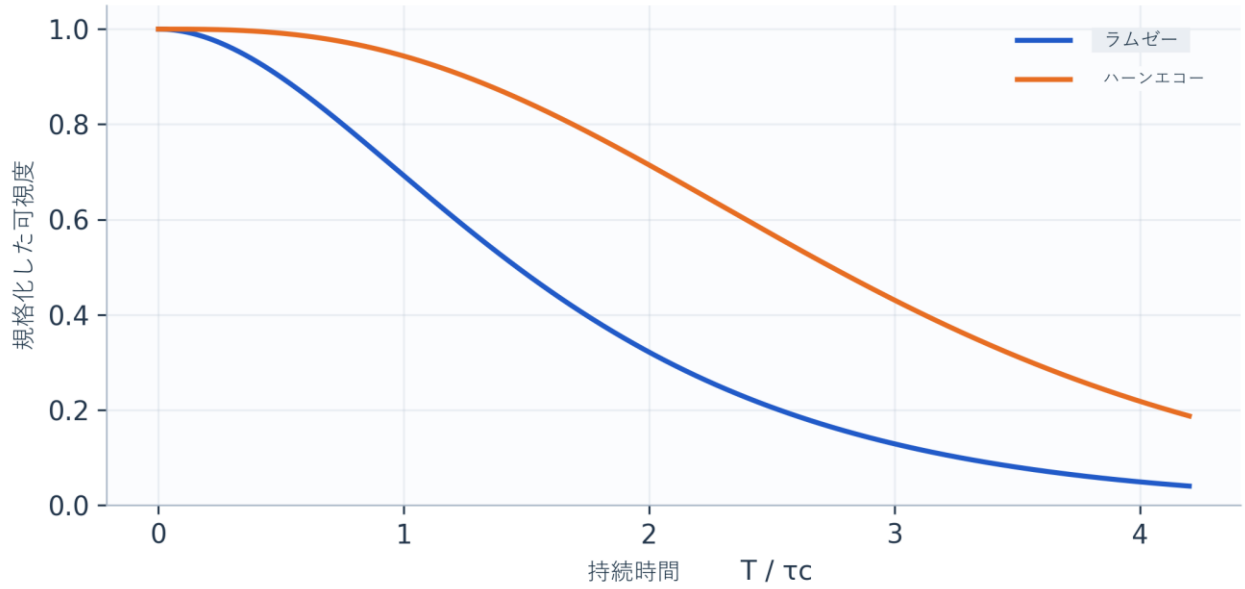


図49。σ τc = 1を持つオーンシュタイン・ウレンベックガウス雑音モデル。エコーは遅い変動の影響を抑制しますが、残骸の基本的な起源を証明しません。

可視度の比が示すこと

両方のシーケンスから、正規化された可視性の割合を構築することができる。共通の白色乗算器は消え、相関成分のパラメータによる式のみが残る。これは、白いノイズがないという意味ではありません。単に、選択した観察の組み合わせによって除外される。効果の欠如とそれに無関心のこの区別は、診断値にとって基礎的である。

τ_cよりはるかに短い場合、ラムゼーの主な減衰は$\sigma^2 T^2/2$に比例し、エコーは$\sigma^2 T^3/(12\tau_c)$である。したがって、反転は初期時間依存を変える。非常に長い時間の間、両方の曲線は同じ漸近勾配を持つ: $\gamma_w + \sigma^2 \tau_c$。彼らの比率は一定になる傾向がある。この最後のセクションだけを測定すると、全体的な傾斜をかなり正確に確立できますが、コンポーネントの分離は不十分です。

実務上の結論は、実験時間と相関時間が同程度になる、遷移領域を観察する必要がある、ということである。初めに尺度が分からなければ、異なる時間での探索系列が必要である。その後、選んだパラメーターによって、推定に使わなかった、もう一つの系列の結果を予測しなければならない。そうしなければ、二つの曲線をうまく記述できても、当てはめの過度の自由度や、共通の校正の特徴を反映しただけかもしれない。

$$\ln \frac{v_E(T)}{v_R(T)} = 2\sigma^2 \tau_c^2 \left(1 - e^{-T/(2\tau_c)}\right)^2 .$$

(18.3) 理想化されたモデルにおける総ホワイトレートの排他的厳密性。可視性の一貫した正規化と、追加のパルスの誤差を個別に考慮して仮定する。

白色雑音と原理的な曖昧さ

有限の記憶の代わりに、相関 $K(\tau) = 2D\delta(\tau)$ が作用すると仮定しよう。二重積分は $D\int_0^T y(t)^2 dt = DT$ になる。理想的な符号反転では、二乗 y は常に一である。ラムゼーでもエコーでも、この寄与は取り除けない。指数モデルの極限で白色雑音が得られるのは、τ_c をゼロに近づけながら、積 $D = \sigma^2 \tau_c$ を保つ場合であり、振幅 σ を固定する場合ではない。

したがって、除去不能な収縮残基自体は、根本的な収縮を示しない。それはかなり速い外部プロセスによって提供することができます。二つのメカニズムが利用可能な制御された測定の同じ完全な統計を生成する場合、同じ実験の新しい繰り返しはそれらを分離しない。識別には、環境に関する追加の物理的制約またはモデルが実際に分散する他の観察可能な量が必要となる。

パルスの数が増加するにつれてエラーの明らかな平坦部でさえ検証する必要があります。コントロールレーンの制限、ターンエラーの蓄積、その他のチャネル損失によって発生することがあります。無限に速いイデアル作用の数学的極限への参照は、有限列に対する導出を正当化しない。制御信号の実際の利用可能な形式から、各比較モデルが予測するものを計算する必要がある。

必要な自由度に制御を作用させる

スピン量子ビットの場合、反転パルスは内部状態の向きを変える。空間干渉計では、同様の操作は軌道の交換や波パケットの動きを特別に計算する必要がある。これらのアクションは自動的に等価ではありません。質量分布を変更せずにスピンを回転させることは、単にスピンコヒーレンスを改善するため、質量比例局在化のテストにはなりません。まず、テストされる状態のブランチ間で、物理的にどのような違いがあるかを確認する必要がある。

実パルスの持続時間は有限である。ターンの間、キャリアは連続的に変化する可能性があるため、一つの瞬間的な記号の説明が近似になる。さらに、制御フィールドはオブジェクトを加熱したり、軌道を変えたり、独自の変動をもたらしたりする。各シーケンスに対して、全体的な応答と準備と読み出し損失を校正する必要があります。二つのタイプの一般的な正規化は、理想的なスキームの対称性からのみ同一であると宣言できない。

バイランダーらによる超伝導量子ビットの実験的ノイズ分光 [49]。この結果は、制御を通じて環境を探索する能力を確認するが、達成した特性は自動的に大きな空間的に分離された状態に転送しない。これらの懸念を分離することは有用であり、まず利用可能なセンサ上で処理方法をテストすることができ、提案された質量機構に対する感度は、異なる物理的に適切な自由度で計算できる。

有限の長さの矩形パルスの計算

時間を要するコントロールを見てみましょう持続時間Tのシーケンスの真ん中では、x軸の周りに長方形のパルスが適用される。$t_p = \mathrm{f}\mathrm{T}$で、角速度は$\Omega = \pi(1 + \varepsilon)/t_p$です。ここで f はパルス内の時間の分数、 ε は角度の相対誤差である。その前後で、システムは自由に$(\mathrm{T} - t_p)/2$に沿って進化します。この定義は、同じ総ラムゼイとエコー時間を保持します:インパルスは気付かずに追加するのではなく予算に含まれています。

回転の間も、位相雑音は作用し続ける。完全なハミルトニアンは、$\Omega\sigma_x$ と $[\delta\,\omega(\mathrm{t}) + \Delta]\sigma_z$ を同時に含む。これらの作用素は可換ではない。したがって、パルスの内部で、作用をただ一つの符号 $\mathrm{y} = \pm 1$ に置き換えることは、もはや厳密ではない。計算では、横成分と縦成分の時間変化を含む、ブロッホベクトル全体を発展させる。任意の制御と有限のパルス形状を扱う一般的な方法は、例えば Green らによって開発されている [67]。

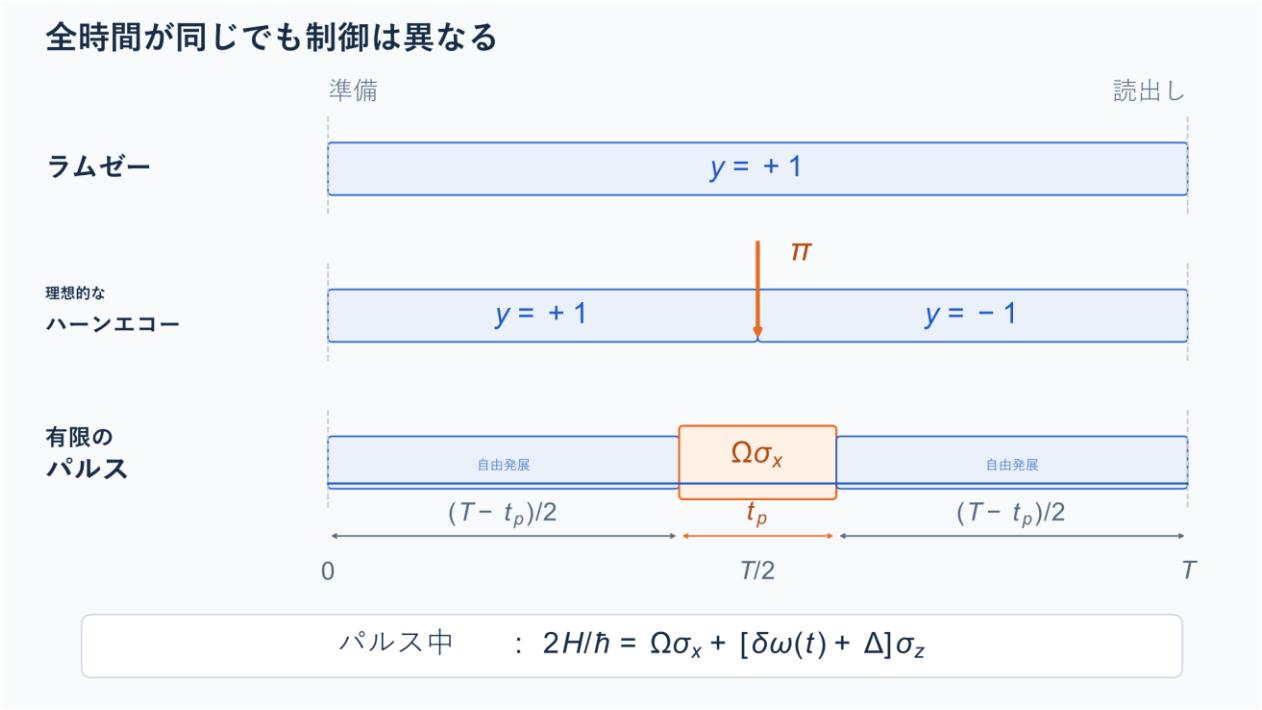


図 50。同じ全時間 T で、ラムゼー、理想的なハーンエコー、矩形パルスを用いるエコーを比較する。有限のパルスを用いるプロトコルでは、パルスがこの区間内の t_p を占め、二つの自由発展区間は、それぞれ (T−t_p)/2 である。パルス中は、横方向の制御 $\Omega\sigma_x$ と、位相への作用 $[\delta\omega(t)+\Delta]\sigma_z$ が同時に働く。連続した青線は、雑音の作用が続くことを示す。非可換な動力学は、スカラーの符号 y の恣意的な平滑化ではなく、全ハミルトニアンから計算する。この図は、理想的なエコーによる白色成分の抑制を主張しない。また、結合のモデルを別途示さずに、スピンの試験台の結果を、質量の局在化へ適用するものではない。

定常なオーンシュタイン-ウレンベック過程に対しては、軌道をランダムに列挙することなく計算できる。ノイズ値に条件付けられたブロッホベクトルは、直交エルミート多項式の観点から拡張される。OU作用素は n に沿った対角線であり、各モードは n/τ_c の速度で減衰する。ノイズによる乗算は、隣接するモードと係数 σ√nおよび σ√(n + 1)を関連付ける。定数制御の各部では、有限線形系が得られ、その解は行列指数関数によって得られる。

σ = 1,2 s^{-1}、τ_c = 0,8 sおよびゼロの真白レートが使用されます。実験時間は0,12; 0,20; 0,35; 0,60; 1,00; 1,60; 2,40および3,20 sである。初期状態 - +x;登録コントラストc = 0,96。36 Hermiteモードの計算は24モードと比較される: Blochコンポーネントの最大差は3·10^{-15}未満である。インスタントリミットは、ラムゼイとハーンが2·10^{-15}までエコーする解析式と一致した。これらのテストは、特定の実験センサの説明ではなく、選択したモデルの解を検証する。

得られた平均確率は理想的な即時エコー式によって意図的に処理され、σ, τ_cおよび非負のγ_wが選択された。このステップではランダムなカウントノイズは追加されておらず、パルスの誤った記述によって生じる系統的バイアスを分離する必要がある。したがって、フィット後の残差はモデルの不適合を測定し、p値ではない。

テーブルは、誤差のない角度 π でも、偽の白率の段階的な外観を示しています。f= 0,01では変位は小さいが、f= 0,25では再構成されたγ_wはすでに0,00762 s^{-1}に近く、真の値はゼロである。繰り返しの数を増やすことは、この効果を排除しません:それはより正確に有限パルスと理想的な解析の違いを明らかにするだけです。許容期間は、必要な出力精度に依存します。与えられた時間に対して、f ≤ 0,03の場合、完全なフィット後の予測確率の誤差は$3\cdot10^{-5}$未満であり、この数値極限を別の σ、τ_cまたはパルス形状に転送することは不可能である。

$$H(t) = \frac{\hbar}{2}\left[\Omega(t)\sigma_x + (\delta\omega(t) + \Delta(t))\sigma_z\right]$$

(18.4) 正方形のパルスの間、Ω は一定であり、パルスの外ではゼロである。離調 Δ = 0 なしの計算の場合。角度誤差のある場合、Δ = 0,15 s^{-1}はパルス内でのみ考慮される。

$$\dot{\mathbf{r}}_n = -\frac{n}{\tau_c}\mathbf{r}_n + (\Omega L_x + \Delta L_z)\mathbf{r}_n + \sigma L_z\left(\sqrt{n}\mathbf{r}_{n-1} + \sqrt{n+1}\mathbf{r}_{n+1}\right).$$

(18.5) 条件付きブロッホベクトルのエルミートモードの方程式。L_a は単位軸ベクトル a を持つクロス積を実行する。観測された平均ベクトルはr_0であり、最初に$r_0 = (1,0,0)$、残りのモードはゼロである。

有限パルスデータに完全適合。

f = t_p/T	推定 σ, s^{-1}	推定 τ_c,s	偽γ_w、s^{-1}
0,00	1,20000	0,80000	0,000000
0,01	1,19998	0,80002	0,000012
0,03	1,19979	0,80021	0,000111
0,10	1,19767	0,80212	0,001242
0,25	1,18731	0,80826	0,007619

平均合成確率: ε = 0と離調はありません。$2{,}4\cdot10^{-8}$ s^{-1}に関する最初の行の値は、真のゼロでの最適化の残りの数値です。

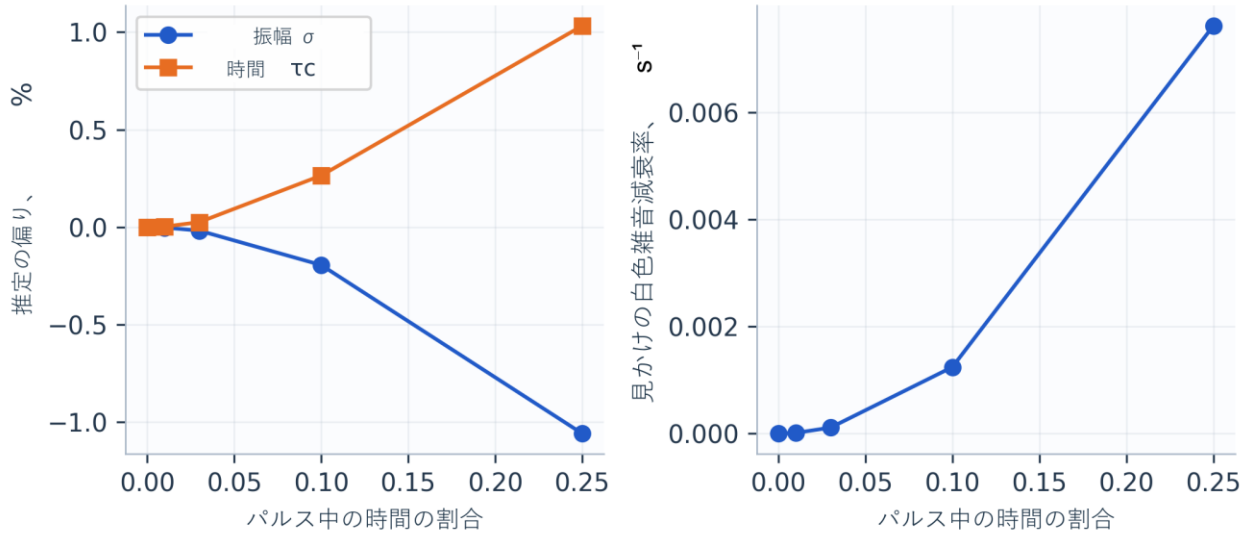


図51。有限長方形のインパルス下における理想推定のバイアス真のホワイトレートはゼロであり、復元されたγ_wの成長は制御モデルのミスマッチによって引き起こされる。 $\sigma = 1{,}2\ s^{-1}$と$\tau_c = 0{,}8\ s$を持つOUセンサの合成計算。

検出誤差が余分な機構を作る過程

インパルスの物理的作用と結果の記録は別々にモデル化されなければならない。次の制御ケースf = 0,03では、角度誤差 $\varepsilon = 0{,}03$があり、パルス中に離調 0,15 s^{-1}があります。正しい全体的な読み取りにより、理想的なフィット感はγ_wを0,000151 s^{-1}の周りに与えます。現在、1,5% によるエコーのみに対して追加のコントラスト低減が導入されています。制御シーケンスの後に発生する対称登録エラーによって表すことができます。この減少は物理的に許容されるが、誤った一般的なキャリブレーションには存在しない。

理想的なモデルは、 $\sigma \approx 1{,}13873\ s^{-1}$, $\tau_c \approx 0{,}88009\ s$, $\gamma_w \approx 0{,}03619\ s^{-1}$を返す。相関時間はおよそ10%によって過大評価され、白色成分は技術的不一致から完全に現れた。この例では、フィッティング後の残留最大確率誤差は0,00514に達する。十分に大きなサンプルでは、モデル自体はその記述の品質に基づいて拒否できる。小さなサンプルでは、その柔軟性は妥当だが偏りのあるパラメータを生成するのに十分である。

制御手順はモデルから従う:各制御シーケンスの後応答を別々に測定し、操作の数を保存し、モードへの読み取りの依存性を評価する。選択中に欠落した時間は追加のチェックになります。有限パルスが伝搬に含まれ、c_Rとc_Eの差が独自のキャリブレーションによって記述されている場合、平均データの再サンプリングにより $\sigma = 1{,}19999964\ s^{-1}$, $\tau_c = 0{,}80000065\ s$およびホワイトレート$1{,}63 \cdot 10^{-7}\ s^{-1}$が得られる。これらの結果は、この計算の数値誤差内の入力値と一致する。ランダムな結果を得るためには、有限の統計量で同じテストを繰り返す必要があります。

例では、メソッドの条件境界を設定します。頻繁な管理を伴う残留物の存在は、その起源を決定しない。有用な残りは、独立キャリブレーション、正しく計算されたパルスアクション、および新しい体制の予測に耐えるものです。この要件は、実験精度と基本的な推論の強さを直接リンクする。

二つのセンサーで検証を広げる

一つのセンサーは、その位置で雑音が時間とともにどう変わるかを示す。二つのセンサーでは、さらに共通の揺らぎを調べられる。分かりやすくするため、局所的な相関関数が同じで、相互相関が $K_{AB}(\tau) = c(R)K(\tau)$ であると仮定しよう。ここで、R はセンサー間距離であり、$|c(R)| \le 1$ とする。このとき、共通位相と差分位相は、異なる減衰を受ける。比較によって、独立した白色成分を排除できる場合がある。ただし、その成分の独立性が、明示的に仮定されている場合に限る。

00と11の間のコヒーレンスの最も単純なモデルでは、01と10の間と同様に、次の可視度がある。Paz-Silva、Norris、Viola [50]によって、ガウスノイズの自己スペクトルとクロススペクトルのマルチ量子ビット分光がすでに開発されている。この公式は、追加情報の意味を示す特別なケーススタディです。任意の量子環境や可能なすべての種類の量子間通信をカバーしていない。

単一の相関器がキャリブレーションを考慮した後に遅延シーケンスと空間相関を予測しない場合、有限メモリの動作仮説は選択した範囲内で拒否される。しかし、単一指数形式の失敗は、メモリを持つすべてのプロセスを拒否するわけではない。次の比較は、マルチスケールまたは非ガウスノイズである。後者については、高階スペクトル [51] を使用したプロトコルがあるが、τ_c の値を変更するだけでは不十分である。

$$v_{\pm}(T) = \exp\Big[-2\gamma_w T - 2\left(1 \pm c(R)\right)\chi_y(T)\Big].$$

(18.6) プラス符号は二つの同一センサの共通位相に対応し、マイナス符号は差に対応する。各センサに対して等制御、ガウス性、独立な白色局所ノイズが仮定される。

二つのコヒーレンスから同時の計数へ

二つのビューを観察できるように、準備と読み込みが指定されている。一般的なフェーズでは、状態 $\Phi^+ = (|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$ が準備される; 差 - $\Psi^+ = (|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$。準備はすでに校正済みであり、蓄積中のセンサ間の直接相互作用はなく、制御信号の影響が考慮されていると仮定される。これらの条件の下で、純粋位相緩和は占有確率をそのまま残し、対応するオフ対角対をv_+またはv_-で乗じる。

各シリーズでは、X⊗XとY⊗Yを測定します。Φ⁺の場合、その手段はv_+と−v_+であり、Ψ⁺-v_-とv_-である。したがって、[⟨XX⟩ − ⟨YY⟩]/2と[⟨XX⟩ + ⟨Y⟩]/2の組み合わせは、二つの必要なコヒーレンスを与えます。繰り返しごとに一対の記号が保存され、その積は±1という値を取る。ここでは、個々の局所平均のランダムな偶然は十分ではありません。

XXを測定する場合、同一符号++と−−の確率はそれぞれ(1 + v)/4に等しく、異なる符号+−および−+ - (1 − v)/4である。したがって、N個の事象から推定される相関子の分散は(1 − v^2)/Nと等しい。二つの独立した測定ベースは、N個の反復がそれぞれ実行されると、対応する平均結合の分散を(1 − v^2)/(2N)に還元する。基底間の資源分布は明示的に示されなければならず、同じ粒子が非互換塩基で二回測定されると考えることはできない。



図52。準備Φ⁺=(|00⟩+|11⟩)/√2は全体的な段階に敏感であり、Ψ⁺=(|01⟩+|10⟩)/√2 - 違い。読み取り XX と YY は異なる繰り返しで実行されます: Φ⁺ の場合、手段は v₊ および −v₊、Ψ⁺-v₋ および v₋ です。各エントリは文字の結合ペアを含み、相関器は四つの合同イベント番号から組み立てられる。本書の数値的な例では、4000イベントは四つのシリーズそれぞれ、合計で16 000に割り当てられている。キャリブレーションされた準備、会計管理、蓄積中の直接相互作用の欠如が想定される。差分コヒーレンスは任意の技術的なノイズを排除せず、関節相関器は局所的な手段で置き換えることはできない。ボリュームセンサは、機能モジュールの概念画像である。

数値の例では、同じ σ とτ_c、時間T = 1 s、局所ホワイトレートγ_w = 0,03 s^{-1}および相互相関c(R) = 0,4を使用します。χ_R = 0,494443、v$_+$ = 0,235878およびv$_-$ = 0,520310が判明しました。対数差はc(R) = 0,4を復元する。四つの準備 × 基底集合に対する 4000 イベントに対して、標準誤差 c の線形推定は、χ が正確に分かっていれば約 0,0251 である。16 000イベントの合計が必要です。

この予算には、χ の不確かさ、不完全な準備、相互干渉、二つの検出器の違いはまだ含まれていない。彼らの包含はエラーを増加させ、レプリカの最適な分布を変える可能性がある。例の値は、状態から四つの確率と相関推定までの完了チェーンにあります。一般多重量子ビット分光法はこの対称古典モデル [50] よりもかなり広い。

$$v_+ = \frac{\langle XX\rangle_\Phi - \langle YY\rangle_\Phi}{2}$$

$$v_- = \frac{\langle XX\rangle_\Psi + \langle YY\rangle_\Psi}{2}$$

$$c(R) = \frac{\ln v_- - \ln v_+}{4\chi_y}.$$

(18.7)最後の等式は同じ制御、既知のχ_yと独立な等白成分を使用する。対数は、個別の統計モデルなしでは、可視性の負のノイズ推定に適用できない。

制御の形式は、ノイズ相関器とともに観察の法則に含まれている。完成した例は、エコーの有用性と間違った校正のコストの両方を示しています。空間測定の場合、同じ問題が発生します:最初のイベントによってどのような情報が運ばれるか、そしてすべての未知の量の共同評価後にメカニズムの違いが残っています。

第 19 章 識別可能性の限界と最小の観測集合

測定された曲線をうまく記述することは、それを生成するメカニズムを決定することを意味するものではない。いくつかの物理的説明は、利用可能なすべての結果に対して等しくなる確率を与える。時々違いは存在しますが、準備と登録エラーで失われます。新しい物理学を議論する前に、情報実験が実際に何を含んでいるか、選択した観測セットの可能性がどこにあるかを確立する必要がある。

装置が実際に測定するもの

可視度、デコヒーレンスレート、ノイズスペクトルは通常直接記録されません。検出器は、イベント、座標、電圧読み出しまたは状態識別結果を生成する。それらから物理パラメータへの遷移は、測定モデルを使用する。このモデルが不正確であれば、さらなる数学的厳密さは元の誤差を補正しない。したがって、分析は、すでに構築された素敵な曲線ではなく、準備、損失、読み出しを含む観測データの確率から始まる。

最も単純な二結果の実験では、真の確率は、可視度と制御した位相に依存する。ゼロの代わりに一を記録する確率を ε_0、その逆の誤りを ε_1 としよう。観測確率は、以下の形となる。独立に N 回繰り返すと、一の数は二項分布に従う。未知の読出し誤差が、可視度の低下を模倣する可能性があるため、独立した校正データから、または物理パラメーターと同時に推定する。

反復の独立も仮定である。スロードリフトは隣接するイベントを接続でき、登録粒子の選択は観察されたサンプルの組成を変えることができる。したがって、測定の順序、各実行条件、およびデータを除外する理由が保存される。失われたオブジェクトは、自動的にローカライゼーションの現れと見なすことができない: 登録の損失とフェーズコヒーレンスの損失は異なる観測可能なイベントを表し、確率的モデルの異なる部分を必要とする。

$$p_{\mathrm{true}} = \frac{1 + V\cos\phi}{2}$$

$$p_{\mathrm{obs}} = \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0 - \varepsilon_1)p_{\mathrm{true}}.$$

(19.1) 二ソースの読み出しモデルの例。この式はインストールを記述するものではなく、検出器エラーが量子可視度と検出イベントの頻度の関係をどのように変えるかを示す。

元の計数を含めて完全に指定した実験

次の例は、人工計算実験です。その最初の出来事は、実験室の測定から抽出されるのではなく、与えられた二項生成器から派生する。公開された干渉シリーズの実際の複製は、12章で議論されている。レプリケーションはプレゼンテーションを外部の観察と接続し、シミュレーションでは既知の真理に対して手順をテストしてエラーの頻度を決定することができます。

章17から二つのコンパクトなオブジェクトを選択しました。それぞれ、八つの設定が$D/\ell = 0;\ 0{,}6;\ 1{,}0;\ 1{,}6;\ 2{,}3;\ 3{,}2;\ 4{,}5;\ 6{,}0$、ここで$\ell = 100$ nm。設定は、登録された二つの出力イベントの1600を占めます。さらに、蓄積時間がゼロの既知の状態に対して読み出しコントラストをチェックする5000キャリブレーションイベントがある。トレーニングシリーズの総ボリュームは30 600イベントに等しくなります。ヌル設定は空間機構を計測しないが、キャリブレーションとともに一定の背景を制限する。

モデルは対称なバイナリ読み出しと独立反復を仮定する。「プラス」の結果の確率は、干渉相の最大値です。コントラストcにコヒーレンス損失指数を乗じる。係数 b_{0g} と b_{2g} は与えられた背景族を表し、インデックス g は対象を区別する。二次項は選択された範囲に対して有効な近似であり、媒体の普遍的法則ではない。より複雑な許容背景の存在は別々にチェックされる。

生成器$c = 0{,}95$、$b_{01} = 0{,}04\ \mathrm{s^{-1}}$、$b_{02} = 0{,}06\ \mathrm{s^{-1}}$、$b_{21} = 0{,}008\ \mathrm{s^{-1}}$および$b_{22} = 0{,}012\ \mathrm{s^{-1}}$において、距離二乗を$\ell^2$で表した場合。主な信号シリーズ$A = 0{,}12\ \mathrm{s^{-1}}$では、$r_C = \ell$。ゼロ級数は$A = 0$、弱信号は$A = 0{,}035\ \mathrm{s^{-1}}$である。第一シリーズの時間は1 sであり、第二シリーズは 0,8 sである。質量比は1と1,4に固定される。この例の幾何学は正確に知られており、追加の不確実性は個別の入力キャリブレーションを必要とする。

計算では、$a = -\ln c$ と、尺度を変えた二次係数 $B_{2g} = 36 b_{2g}$ を用いる。この座標変換は、物理モデルを変えずに、数値的な条件を改善する。a、二つの b_{0g}、二つの B_{2g}、A を同時に推定する。減衰率はすべて非負である。最適化の範囲は事前に、$10^{-5} \le a \le 0{,}3;\ 0 \le b_{0g} \le 0{,}3\ \mathrm{s^{-1}};\ 0 \le B_{2g} \le 1{,}4\ \mathrm{s^{-1}};\ 0 \le A \le 0{,}7\ \mathrm{s^{-1}}$ と定める。これらの境界は、学習用の手順の一部であり、すべてのアンサンブルで保つ。

長さは、有限の格子 $r_C/\ell = 0{,}50;\ 0{,}65;\ 0{,}80;\ 1{,}00;\ 1{,}25;\ 1{,}60;\ 2{,}00;\ 2{,}50$ で探索する。各値で、ほかのすべてのパラメーターを再び当てはめ、最も大きい尤度を選ぶ。格子は、確認用データの生成前に固定する。これを、制約のない連続的な探索として示してはならない。格子点の間に別

の最適値が存在する可能性があり、より密な探索には、手順の新たな校正が必要になる。この限定したプロトコルには、検証する範囲が完全に定まる利点がある。

元のエントリは、各設定の N と k から構成されます。独立試験では、同一の二結果事象の順序は二項確率に情報を追加しないため、これらの数は十分な統計量である。この実験では、ドリフトをテストするために時間と順序も保存される。定義上、このジェネレータにはドリフトがない。アーカイブには、すべてのkセット、ジェネレータパラメータ、固定シード20261113が含まれています。別のデモセットはシード20261214を使用し、重要度のために選択されなかった。

このセットでは、キャリブレーションは4863に5000からプラスの結果を与えた。表には二つの系列が記載されている。初期サンプルによる最大化は、確率に対する分散の自然な依存性を保存する。最初に可視性と対数率に変換し、同じエラーをすべてのポイントに割り当てると、別の手順が表示されます。その校正は真の二項解析から自動的に借りることはできない。

$$p_{gj} = \frac{1 + c\exp\{-T_g[b_{0g} + b_{2g}(d_j/\ell)^2 + A(m_g/m_{\text{ref}})^2 f_j(r_C)]\}}{2}$$

$$f_j(r_C) = 1 - e^{-d_j^2/(4r_C^2)}.$$

(19.2)登録結果の条件付き確率モデル。粒子損失は含まず、固定Nとは既に登録されている試験数を意味します。別のキャリブレーションでは、$p_{\text{cal}} = (1 + c)/2$。

一つのプレフィックス合成セット

d/ℓ	k₁から1600へ	k₂から1600へ
0,0	1539	1528
0,6	1518	1519
1,0	1515	1493
1,6	1476	1472
2,3	1456	1408
3,2	1401	1340
4,5	1381	1294

d/ℓ	k₁から1600へ	k₂から1600へ
6,0	1293	1231

異なる機構で同じ曲線が生じる

第10章は、特定のタイプの空間的局在を、媒体からのランダムなインパルスによって再現できることを示す。18章は時間的類似点を与え、白い外部位相緩和と追加の不可逆率が一つの不可分パラメータを加算することができる。これは数値アルゴリズムの欠陥ではありません。確率が一致する場合、アルゴリズムは物理的起源を選択するための情報を持たない。

厳密な縮退と実用上の縮退は区別する必要がある。厳密な縮退では、同じ手順の反復をいくら増やしても問題は解けない。実用上の縮退では、モデルの予測はわずかに異なるが、その差が測定可能な誤差より小さい。この場合、統計量を増やすことが役立つ場合もある。ただし、校正の系統的不確かさが事象数とともに小さくなるとは限らない。誤って測った距離を百万回測り直しても、それだけで正しい距離にはならない。

有用な作業は、すべての予測を保存する明示的なパラメータ変換を見つけることから始まる。基礎強度の増加が未知の白背景の減少によって完全に補償できるならば、識別不能の方向が発見されている。次の実験は、報酬が機能しなくなるように選択されるべきです。これは、異なる質量、異なる空間プロファイル、環境の独立した測定、またはエネルギー的な観察である可能性があります。その値は、特定の変性の違反によって決定される。

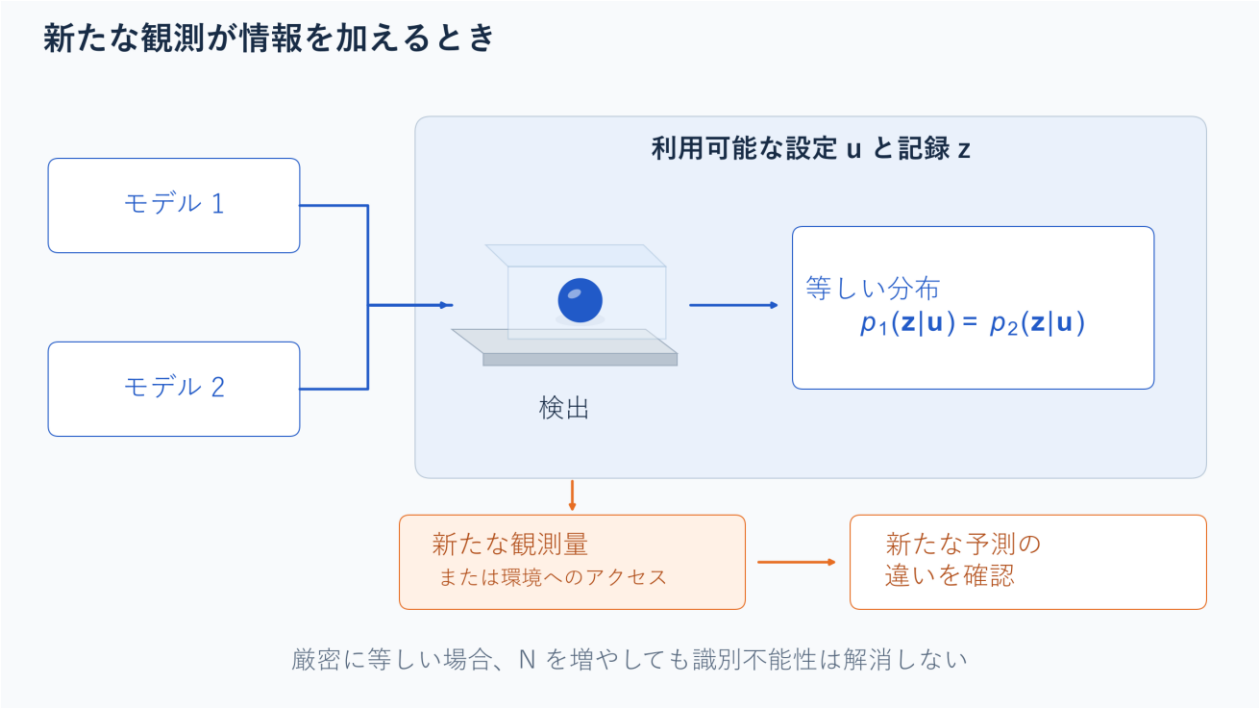


図53。フレームは利用可能な設定と登録を定義します。正確な操作的不明瞭さは、許容されるプロトコルファミリー全体にわたる分布の等式を必要とします。メモリを持つプロセスでは、一つの最終チャネルだけでなく、完全なマルチテンポラル統計に対してです。このような等式では、イベント数の増加は欠落した情報を作り出さない。環境への追加の観察や独立アクセスは、特定のモデルが異なる分布を予測する場合にのみ有用である。ブロック「Model 1」と「Model 2」は、個別に観察されたメカニズムではなく説明を示します。

局所的な識別可能性と大域的な識別可能性

パラメータのベクトルを$\boldsymbol{\theta}$で表し、計算平均観測を$\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta})$で表します。パラメータに関する予測の導出は、感度行列 J を形成する。その列が線形独立である場合、異なるパラメータの小さな変化は異なる方法でデータに影響を与える。通常の滑らかさ条件下では、フルカラムランクは局所的な識別性のための十分な規則的基準として機能する。これは、十分に小さな近所に補償の継続的な方向がないことを示しています。

局所的な結果は、発見されたソリューションから遠く離れた別のソリューションを除外しない。非線形モデルは、同じ予測を持つ複数の別々のパラメータ領域を持つことができる。したがって、対称性の解析的探索、確率プロファイルの研究、異なる初期領域からの数値発射が必要である。数値探索が成功したとしても、連続空間全体における大域的一意性の証明ではない。その範囲と解像度を示す必要があります。

ゼロ強度境界は特に重要である。追加のメカニズムをオフにすると、相関長がデータにまったく影響しない可能性があります。通常の対称信頼区間でそのような点を推定することは意味がない。さらに、微分の不十分なランクは、必ずしも完全な非線形非識別性を証明するわけではない:

最初の微分が消える特別な点がある。したがって、ランクテストはモデル研究を補完するが、置き換えない。

$$J_{ka} = \frac{\partial g_k}{\partial \theta_a}$$

$$\mathcal{J} \simeq J^T \Sigma^{-1} J.$$

(19.3) ガウス近似における感度行列と情報行列は、既知の共分散 Σ と一致する。生カウントデータについては、対応する確率から情報を計算する。

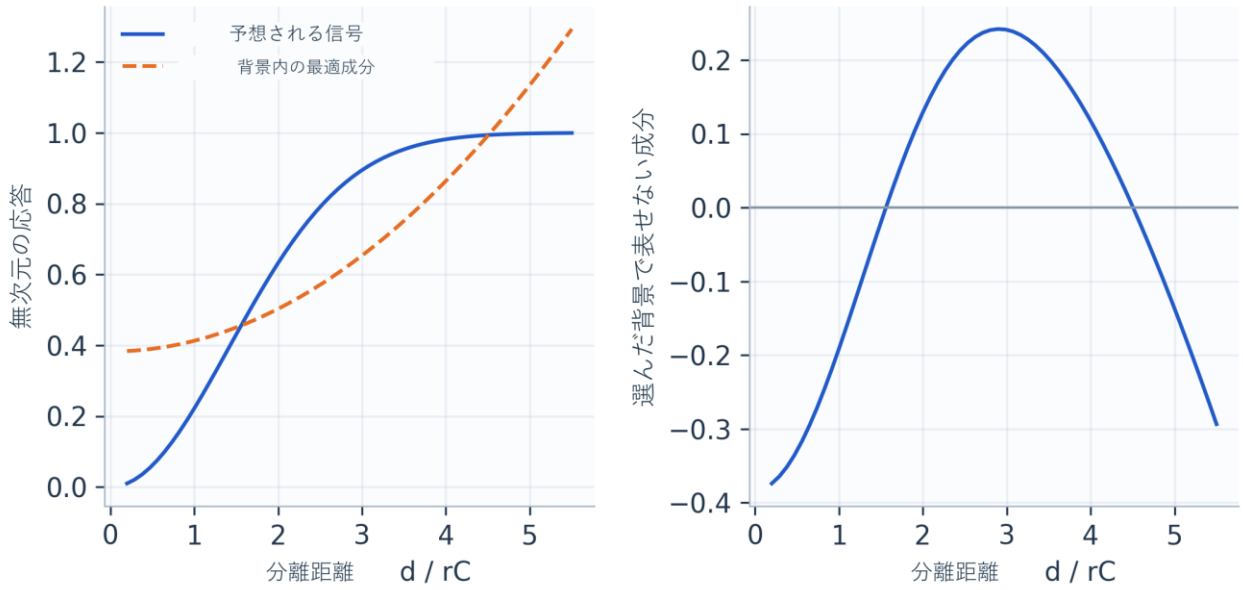


図54。等しい重みを持つ一定で二次的な背景の空間に信号を投影する。この背景に吸収されていない部分だけが差別化のために残り、環境モデルの拡大はそれを減らすことができる。

既知の背景の形を消去する方法

第 10 章のコントラストを一般化できる。推定した減衰率の組を、既知の背景の依存性の族、検証する信号、誤差の和として表そう。行列 F の列は、定数や分離距離の二乗など、許容する背景の形を定める。ベクトル $\mathbf{s}$ は、相関尺度を固定したときの、単位信号の形を表す。重み $\mathbf{w}$ を、$\mathbf{w}^T F = 0$ となるように作る必要がある。このとき、対応するデータの結合は、選んだ背景の係数に依存しない。

既知の正定値共分散 Σ では、問題は明示的な解を持ち、背景依存性の空間にある部分が信号から減算される。残りの部分は、逆共分散によって重み付けされる。以下は、線形独立カラム F のこの設計です。依存列に対しては、独立基底が最初に選択されるか、明確に定義された一般化反転が使用される。ほぼ特異な行列の直接反転は、人工的に大きな感度を生み出すことができる。

記録された背景のみが減少します。実際には追加の空間的依存がある場合、それは完全に対照的であるかもしれない。したがって、二つの計算が有用である: 物理ベースモデルを持つ基本モデルと、許容偏差の拡張ファミリーを持つ安定性チェック。合理的な拡張の後、信号が消えた場合、結果は背景の仮定に依存すると考えられます。線形代数を使うという事実は、診断をモデルから独立させるものではない。

$$\mathbf{s}_\perp = \mathbf{s} - F(F^T \Sigma^{-1} F)^{-1} F^T \Sigma^{-1} \mathbf{s}$$

$$\mathbf{w} \propto \Sigma^{-1} \mathbf{s}_\perp .$$

(19.4) 選択した背景部分空間の外の信号をエラーメトリックに投影する。重みは、確認サンプルでテストする前にモデルとキャリブレーションによって決定されるべきです。

最大のコントラストが最良の実験とは限らない

理想的な計算では、絶対コントラストが最大である距離を見つけることができます。実際の感度は、イベントの数、損失、登録エラー、各実行のコストにも依存します。分離度が大きいと、視認性が低すぎたり、速度の不確かさが大きすぎることがあります。そして、最大の理論信号を持つ点は、効果は少ないがより信頼性の高い読解を持つ点よりも有用性が低い。

既知の信号に対するガウス線形近似では、統計的誤差に対して期待される効果の次の比率が得られる。固定形状パラメータと既知の共分散を指す。相関の規模が多くのオプションで検索されている場合は、検索自体を考慮に入れなければなりません。共分散が不正確に推定された場合、その不確実性は結果にも引き継がれる。実際の設計では、期待される開始イベントを計算し、人工サンプルの完全な分析手順を評価することが望ましい。

Laing と Bateman [19] を用いて, 圧力, 熱放射および測定数を考慮した干渉圧収縮試験のベイズ設計について検討した。これは、実験幾何学がパラメータ情報とどのようにリンクされているかの既存の例である。このプログラムでは、選択基準は不確実な背景に対するロバスト性で補完されるべきである: 良い実験は、モデルの一つの最も便利な点だけでなく、キャリブレーションの許容される変化よりも区別可能であるべきである。

$$Z_{\mathrm{exp}} = A \sqrt{\mathbf{s}_\perp^T \Sigma^{-1} \mathbf{s}_\perp} .$$

(19.5) 与えられた線形ガウス近似における期待信号とノイズ比。これは設計ツールであり、実際のデータの既製の検出値ではありません。

最小の集合は一つの数では定まらない

測定数と独立した観測数は二つの異なるものです。一つの設定で千回繰り返し、一つの確率を洗練します。いくつかの異なる設定は新しい依存関係構造を生成することができるが、予測が互いにコピーされていない場合に限る。したがって、「四つのパラメータ、四つのポイントで十分」というルールは信頼できません。未知なキャリブレーション、変性、およびモデル自体の品質をチェックする必要性を考慮に入れません。

時空プログラムの場合、問題によって合理的な最小セットが決定される。必要なのは、環境を制約する観測、少なくともわずかに異なるジオメトリ、メモリに敏感な時系列、転送をテストする独立したシリーズである。しかし、これらのカテゴリはそれ自体で成功を保証するものではありません。実験の前に、結合されたモデルを構築し、どのパラメータが不確かであるかを決定する必要がある。時々、一つのよく選ばれた追加モードは、前の一つと同じオプションの一ダースよりも便利です。

また、入力パラメータを測定する必要があります。質量、距離または持続時間の誤差は理論予測自体を変える。そのような量は、常に絶対的には分かっていず、すべての不確実性をグラフの垂直軸にのみ配置することはできません。結合モデルは、個々のデータでキャリブレーションパラメータを含めることができる。ジオメトリと環境の精度は、関心の違いが消えないのに十分である。

検証用に残したデータでの確認

モデルが選択されると、形状を調整するために使用されていないデータに対してテストが要求される。遅延シリーズは、質量、距離、温度、または制御シーケンスを変更することができます。条件は事前に選択され、競合するモデルが異なる予測を生成する。ほぼ同じ反復の単純なランダムな分割は、推定の再現性をテストするが、通常、物理法則を新しい体制に移す弱いテストである。

確認シリーズを開く前に、すべてのルールは固定されています:パラメータの範囲、校正補正、不一致の基準と媒体モデルの許容可能なオプション。これにより、その後の予期せぬ調査は禁止されません。結果を見た後に見つかった説明と事前に行われた予測を分離するだけです。新機能がモデル変更を必要とする場合は、次の独立したシリーズですでに変更されているバージョンを確認しなければなりません。

異なる統計手法は、異なる問いに答える。頻度論の手順は、実験を繰り返したときの規則の振舞いを評価する。ベイズの手順は、指定した初期の仮定の下で、パラメーターの分布を更新する。結論が、選んだ事前範囲に強く依存するなら、それを示さなければならない。モデル比較の係数が高くても、一つの帰無モデルでの確率が低くても、物理的な代替案をすべて考慮したことには、自動的にならない。

パラメーターのプロファイルと検証用の系列の結果

与えられた値に対して、A = 0との比較統計は57,369である。全長探索は、この数と 21 章のゼロキャリブレーションの両方に含まれている。A の最も良い推定値は 0,15334 s⁻¹ である。しかし、最大点は不確実性の幅を示していない。A の増加が r_C と背景係数の変化を伴う場合、予測はほとんど変化しない。これはプロファイルの確率で見ることができます。ここでは、固定された各Aの背景と全長グリッドが再最適化されます。

デモセットでは、Aに沿ったプロファイル領域がグリッドステップ0,005 s⁻¹上の0,090から0,275 s⁻¹まで拡張される。プロファイル差のしきい値は4,2681に等しく、A = 0,12 s⁻¹で別個のモデリングと指定した背景によって得られる。これは与えられた内部モードでの点キャリブレーションです。可能なすべてのA、背景および連続r_Cに対して、均一な95パーセンテージカバレッジを証明しない。独立したアンサンブルに関する実際のカバレッジテストは、21章で示されている。

遅延プロトコルは、d/ℓ = 0,85; 1,35; 2,05; 2,85; 4,80を使用し、持続時間は0,65倍減少する。各オブジェクトには、設定する800イベントがある。さらに、独立した登録キャリブレーションが維持される。すべての予測は、トレーニングシリーズのパラメータを用いて計算される。新しい読み取りは、A, r_C またはバックグラウンドの再調整には関与しません。これは、以前の設定の反復のランダム分割の安定性だけでなく、距離と時間の転送をテストします。

遅延サンプルとPearson形式の予測の総不一致は13,484である。その参照分布は、新しいトレーニングセット、新しい選択、新しい遅延イベントのフルパスをシミュレートすることで構築される。したがって、予測パラメータの誤差はゼロとみなされない。末尾分数は、公称モデルにおける1000反復の0,392に等しい。この例では、予測は新しいシリーズと一致しています。これは選択したジェネレータのスポットチェックです。バックグラウンドクラスを拡張すると、出力を変更できます。

第二系列の開始時、第一対象に対する測定確率は762/800 = 0,9525であり、予測は約0,95675である。二番目のオブジェクトの最後の設定では、672/800 = 0,8400は約0,85109の予測で観察される。個々の点の違いは、最終的なカウントデータにとって自然です。一般的な基準のポイント

は、最も成功した点や最も異なる点を遡及的に選択することなく、所定の規則に従ってシーケンス全体を評価することである。

一致しない場合は、次のステップはその構造に依存します。全体のキャリブレーションシフトは時間スケール誤差と異なり、大距離の選択的発散はモデルの異なる部分を示している。検証の後、遅延データは説明の次のバージョンを開発するために使用することができますが、別の独立したシリーズが必要です。再現可能な手順により、この遷移は明確になり、すでに見た説明と真に新しい予測を分離することができる。

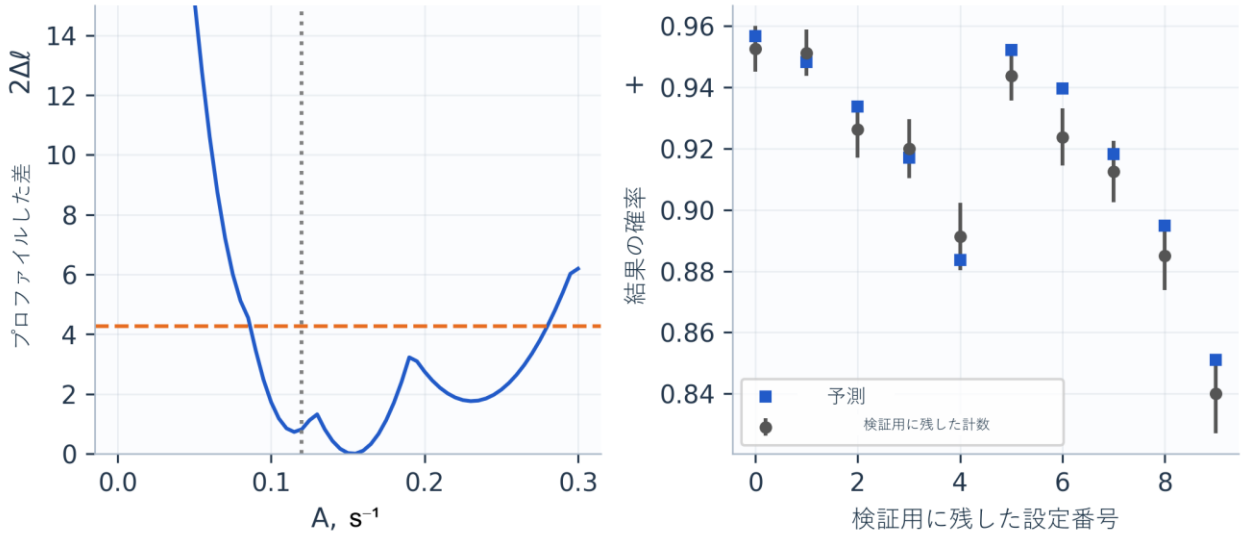


図55。振幅プロファイルと遅延二項事象の予測。左側は、完全なグリッド検索r_cの後のログ可能性の違いです。右側は、新しい設定の予測と独立読み取りです。垂直点線は入力されたAをマークし、水平点線は校正されたしきい値をマークします。右側のバーは、予測パラメーターの誤差なしに周波数の二項標準誤差を示しており、一般的な基準は別個のモデリングによって考慮される。イベントはすべて合成です。

物理的な結論の限界

完全な分析の後、結果は観察が支持するレベルで定式化されるべきである。パラメータを制限し、既知のバックグラウンドで不一致を検出し、別のパラメータ化を優先したり、新しいシリーズの予測に成功したりすることができる。これらの記述は強さによって異なる。現実の新しい性質についての一般的な声明で静かに置き換えることはできません。

識別可能性の限界は、肯定的な科学的結果でもある。選択した測定のクラスが二つの仮説を区別しないことが証明された場合、無駄な比較を繰り返し繰り返す理由はありません。どの仮定を追加する必要があるか、どの観測でその仮定をテストできるかを指定できます。これにより、数学的制約は次の実験のガイドになる。

ある領域ではパラメータが定義可能であり、別の領域ではそれらの総寄与のみが識別可能であり、三番目の領域ではすべてが校正によって隠されている。そのような地図は一つの最大感度図よりも正直で、機器を選択するのにより便利です。次の測定が実際に知識を追加するためには、最初にどの不確実性を減らす必要があるかを説明します。

第 20 章 測定装置とデータの全経路

研究プログラムは、各観察が理解可能な記録方法と関連付けられている場合に実験的意味を得る。以下は、応答計算、キャリブレーションのリストと実現性基準をコンパイルできるプロトコルの概念です。目的は、テスト可能な仮説をデバイスにリンクすることである。実際の技術的なパラメータは、選択した実験室と測定機器の分析から生じるべきです。

実験基盤の三つの異なる役割

すべての便利なインストールが、新しい基本的な効果を直接検索する必要はない。プラットフォームの最初の役割は、既知の信号で制御と統計的分析方法をテストすることです。二つ目は、所望のダイナミクスをシミュレートできる環境影響を制限することです。三つ目は、テスト対象の変更に真に敏感な物理的状態を作ることです。これらの役割は、異なるデバイスによって実行することができます。それらは合意された計算によって接続され、必須の外部的類似性によって接続されない。

例えば、十分に制御された内部量子ビットはパルス誤差の調査や時間相関の再構成に有用である。空間干渉計は、異なる質量分布を持つ枝間のコヒーレンスを直接調査することができる。メカニカルセンサは、力ノイズやエネルギー交換に関する情報を提供することができます。結果の数値は「デコヒーレンスレベル」と直接比較することはできません。各プラットフォームは、仮説の一般的なパラメータを記録されたイベントに関連付ける独自の転送モデルを必要とする。

そのようなモデルの準備は、美しいハードウェア設計の選択に先行すべきである。まず、どの二つの説明が区別できないかを決定する。そして、この縮退を破壊する観測可能な量を探します。その後、それを測定する能力が評価される。この手順により、必要な物理的感度が不足しているデバイスに数カ月がまだ費やされていない場合、計算段階で失敗した概念の開発を停止することができます。

幾何学を変えられる空間干渉計

最初の概念は幾何ローカライゼーション法則をテストするように設計されている。コヒーレント状態の複数の空間的構成を監視でき、その結果のイベント分布を記録するシステムを提案する。計算の中心的な目的は、準備から読書までの状態の完全な履歴である。二つの狭いホールドパケ

ットの理想的なレジームでは、距離に依存するレートが適用される。より複雑な干渉計は、デバイスの要素を通して状態全体の伝播を必要とする。

近接場干渉に対処する際には、特に注意を払う必要がある。二つの静止軌道の画像によって検証なしでは交換できず、最大距離を単純な指数に置き換えることはできない。提案したプロトコルは、速度分布、要素の通過、最終解像度など、検出器が実際に見るパターンを計算する必要がある。10章のコントラストは、任意の幾何学に対する普遍的な公式ではなく、モデルの診断限界として作用する。

主なシリーズは、制御された環境条件下で空間的プロファイルを変更します。追加の実行は、予測された応答をテストするために既知の外部要因を意図的に変化させる。ガス圧上昇を伴うフラーレン干渉の抑制は、デコヒーレンス [26]の理論と比較してすでに観察され、定量的に比較されている。提案プログラムでは、そのような依存は意味のあるキャリブレーションの例として機能する:モデルは、異なるメカニズムが残差に割り当てられる前に、バックグラウンドで制御された変化を予測する必要がある。

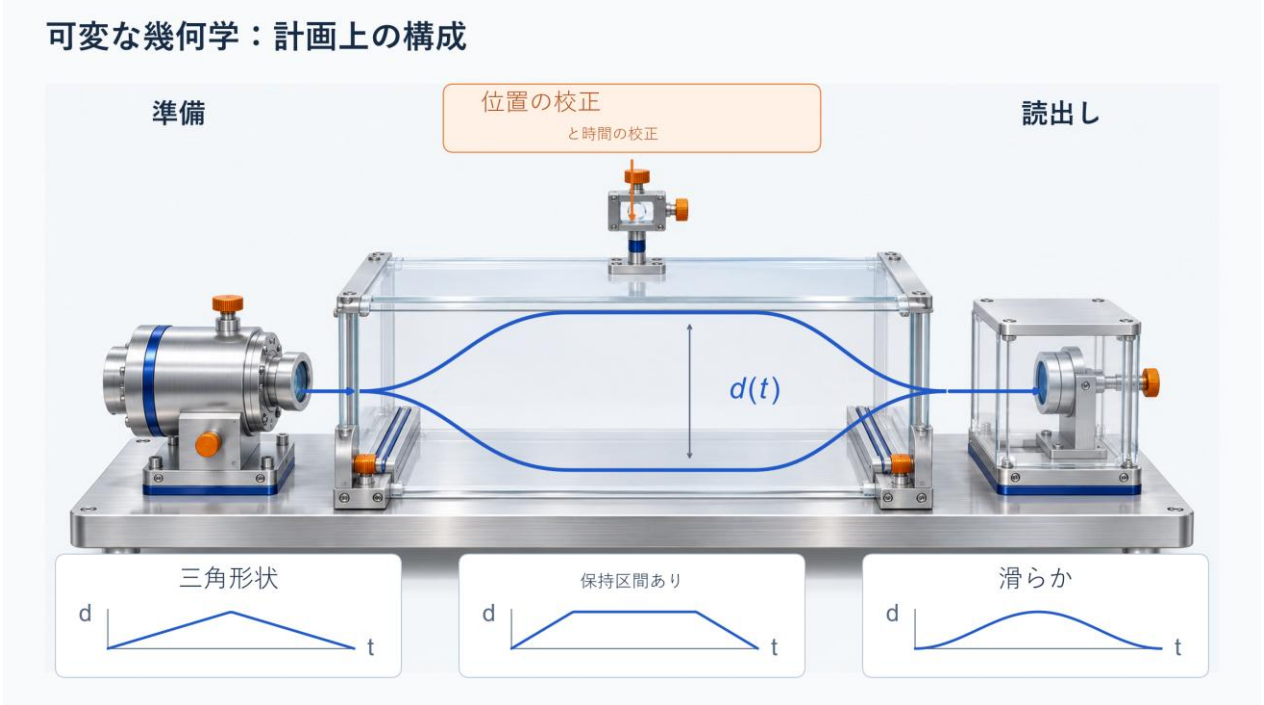


図56。可変空間状態プロファイルのための機能アーキテクチャの設計:準備、分離と再結合の制御、読み出しおよび位置と時間の分離キャリブレーション。青い線は理想的な状態成分を示し、オレンジ色の入力は独立した制御です。ボックスは、その開始と終了を含むストーリーd(t)の形状を比較します。最大分離では不十分です。ハードウェアの設計は概念的です:実現された質量、真空、保持時間、または感度はここに記載されていません。この二分岐スキームは、公開されたナトリウム近傍場干渉計の全状態伝搬を置き換えない。

熱と気体の背景

圧力測定自体は、衝突の背景を決定しません。気体の組成、速度分布、相互作用の性質および衝突後の物体の登録確率は重要である。そのような効果の理論は、特定の散乱モデルを必要とする; 基本的な方程式の厳密な導出は、特にHornbergerとSipe [45]によって考慮された。設計計算では、不都合な感度をもたらすため、未知の依存を単一の係数で置き換えることはできません。

熱状態は、意味的にも異質である。チャンバーの温度、粒子の内部励起とその動作の実効温度は、異なる量を記述する。加熱分子からの熱放射は干渉可視度を低減できる; この機構は、分子C70 [25]の実験で研究された。したがって、動作の冷却は、シーケンス全体を通して内部加熱、光吸収、および光子放出の評価を軽減しない。

このコンセプトには、照明のパワーと持続時間の変化、検出器背景の制御、元の条件に戻った後の再現性の検証といった個別のシリーズが含まれます。このチューニングの可逆性は、安定した物理的依存とデバイスの遅い変化を区別するのに役立ちます。実行ごとに影響パラメータを記録することをお勧めします。日平均は、レーザードリフトと異なるジオメトリが実行される順序との相関を隠すことができる。

時間モデルを検証する制御可能なセンサー

二つ目のコンセプトは、アクセス可能な準備、パルス制御と読み出しを備えた二段階のシステムを使用します。最初のタスクは、指定されたノイズから再構成パラメータまでのパス全体をチェックすることである。既知の人工位相効果をシステムに供給し、いくつかのシーケンスを実行して、分析が入力スペクトルをどのように正確に返すかを知ることができます。そのようなテストはメソッドの能力を確立するが、それ自体は追加の自然なメカニズムを探すものではない。

ノイズモデルが選択されるシリーズと、予測がテストされるシリーズを分離することが有用である。二番目は、異なる間隔またはパルス位置を使用します。さらに、回転誤差と操作数への読み込みの依存性を測定します。再構成されたメモリ時間がパルスの技術的な形状とともに変化し始めると、制御モデルが最初に検査される。このような変化は、物質の普遍的な特性に帰せられるのは時期尚早である。

このベンチからテスト質量定位に移行するには、内部状態を様々な質量分布に物理的に関連付ける必要がある。次に、計算には、オブジェクトの動き、空間的分離、その逆登録、および制御フィールドの追加ノイズを含める必要があります。従来のスピンエコーの感度は、表記法を変更

するだけではこの問題に転送できません。このような接続とその精度の可能性は、実現可能性テストの独立した段階を構成する。

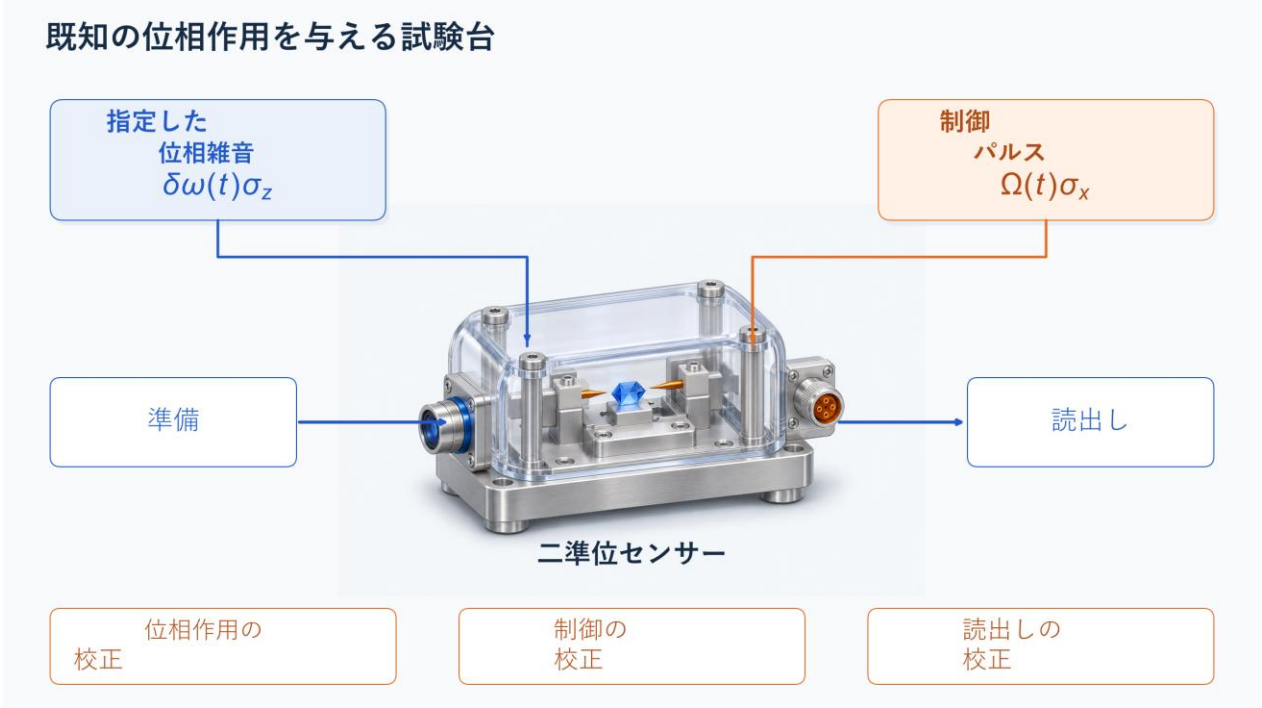


図57。トレーニングスタンドは、σ_zに従って既知の人工位相動作をσ_xに従って横パルス制御から分離する。影響、インパルスと登録は独立したキャリブレーションによって検証される。図は機能チャネルと概念センサを示し、実装された電気配線や特定のデバイスの達成された性能を示していません。入力されたパラメータを返すことは、メソッドを検証する。基本的なノイズの発見を示すものではない。質量定位に移行するためには、異なる質量分布を持つ内部状態の物理的接続がさらに必要である。

誤りを検証できる学習用の試験台

二つの前の章の計算は、三段階の完全なトレーニングスタンドを設定しました。最初のレベルでは、身体状態と影響の法則が知られています。二つ目の例では、検出器が指定され、初期イベントが生成される。三番目は、ジェネレータの隠れた値にアクセスできない固定分析を使用します。このシステムは、まず新しい自然機構の存在を必要とせずに、処理エラーを検出することができる。

空間ベンチの場合、設定、N,kおよび一般的な校正結果が保存される。テストはゼロスプリットと既知の信号から始まり、全長探索で続き、異なるジオメトリの予測で終了します。時間テストベンチでは、まず分析ラムゼイとエコーを再生し、次に有限長、誤った角度、読み出しの不整合を入力する。いずれの場合も、残余が人工的に導入された技術的な理由によって引き起こされる

ことが知られている。これにより、誤った物理的解釈がプログラムテストの観察可能な結果となる。

統計的予算は研究室作業の期間に等しくない。空間的な例では、30 600は記録されたイベントの数である。効率 η とサイクル時間 t_{cycle} では、損失が独立してサイクルが同じであれば、期待されるビルド時間は $\mathrm{N}t_{\mathrm{cycle}}/\eta$ の順序になります。実際のインストールでは、両方の乗数は準備、質量、幾何学およびサンプリング要件に依存します。したがって、このトレーニングスタンドに絶対的な時間はありません。合意されたデバイス仕様を選択した後のみ計算されます。

公開されたプラットフォームとその複製データは、7、9および12の各章で議論される。その実際のパラメータは、トレーニングサンプルの無次元係数に置き換えることはできない。特に、近接場分布は自動的に一つのバイナリ最大値や二つの定常パケットに還元されない。二つの記述間の接続は系統的である: イベントの開始、キャリブレーション、可能性、エラーチェック、予測。送信物理モデルは、インストールごとに独自のままです。

したがって、実用的な開発シーケンスは測定可能な停止を持つ。アルゴリズムはまず既知の入力信号と意図した誤警報率を返す必要がある。実際のキャリブレーション実行の応答がチェックされる。その後、興味のある実験の物理モデルを比較する。生成器がまだ最初のレベルで再生していない場合、または検出がグリッドの知覚できない選択に敏感であることが判明した場合、機器の複雑さの増加は手順上の欠陥を補正しません。

再現可能な記録に含めるのは、うまく描けた図だけではない。環境モデルの誤り、誤ったパルス、一致しない校正といった、否定的な結果も保存する。それらは、形式上の感度が高くても、どの結論が許されないかを示す。次章では、これらの結果から、選んだ計画の適用可能性の、定量的な地図を作る。

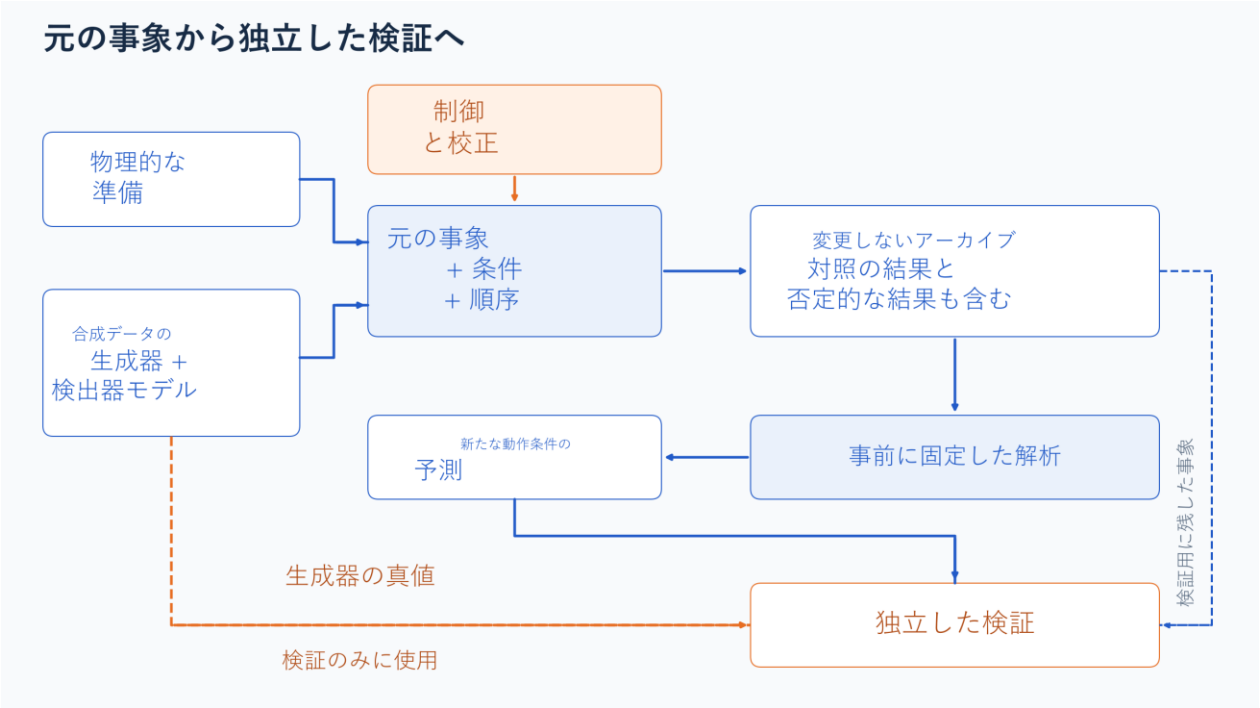


図58。物理的および合成的準備は、最初の出来事の異なる源である。設定、校正、測定順序、制御および負の結果は分析まで保存されます。固定分析は、新しい体制の予測を構築します。遅延イベントは独立チェックに直接移動し、完了するまでは返却されません。合成データ生成器の真のパラメータは、チェックモジュールにのみ利用可能です。記録されたイベントは、準備時間やダイヤル時間と同じではありません。実ルートは、除外されたイベントと選択理由を格納しなければならない。条件付き二項モデルは、その仮定の下でのみ適用される。

二つのセンサーと空間相関

第三のコンセプトは、ジョイントノイズを研究することだ。二つのセンサはいくつかの構成に配置され、分析は局所スペクトルだけでなく相互依存性も評価する。異なるメカニズムが異なる空間法則を予測する場合、距離と向きを変えることは有用である。量子シーケンスでは、センサの相互制御と直接通信を考慮する必要がある。機械的チャネルでは、各センシティブ要素の応答がさらに計算される。

一般的な電子部品、光源および機械的サポートは、共通の分野の作用と表面的に類似した相関を作成することができる。従って、プロジェクトは制御の再配置および研究中の幾何学を維持しながら技術的なコミュニケーションルートの変化を含んでいます。相関がケーブルまたは共通の増幅器に従えば、これは計器情報です。独立した読解法の下で特定の空間的依存を保持する場合、さらなる物理解析のためのより強力な基礎がある。

チャネルの相対タイミングを校正する必要があります。遅延誤差はクロススペクトルの位相を変化させ、伝搬や影響記憶に関するバイアス推論を行う。同時に、制御中の相互干渉を評価する必要があります:あるセンサのパルスは、別のセンサを直接邪魔することができます。コントロー

ルシリーズは、この送信ルートを確認します。この後で初めて、観察された相関と17章の普遍仮説の中核を比較することは理にかなっている。

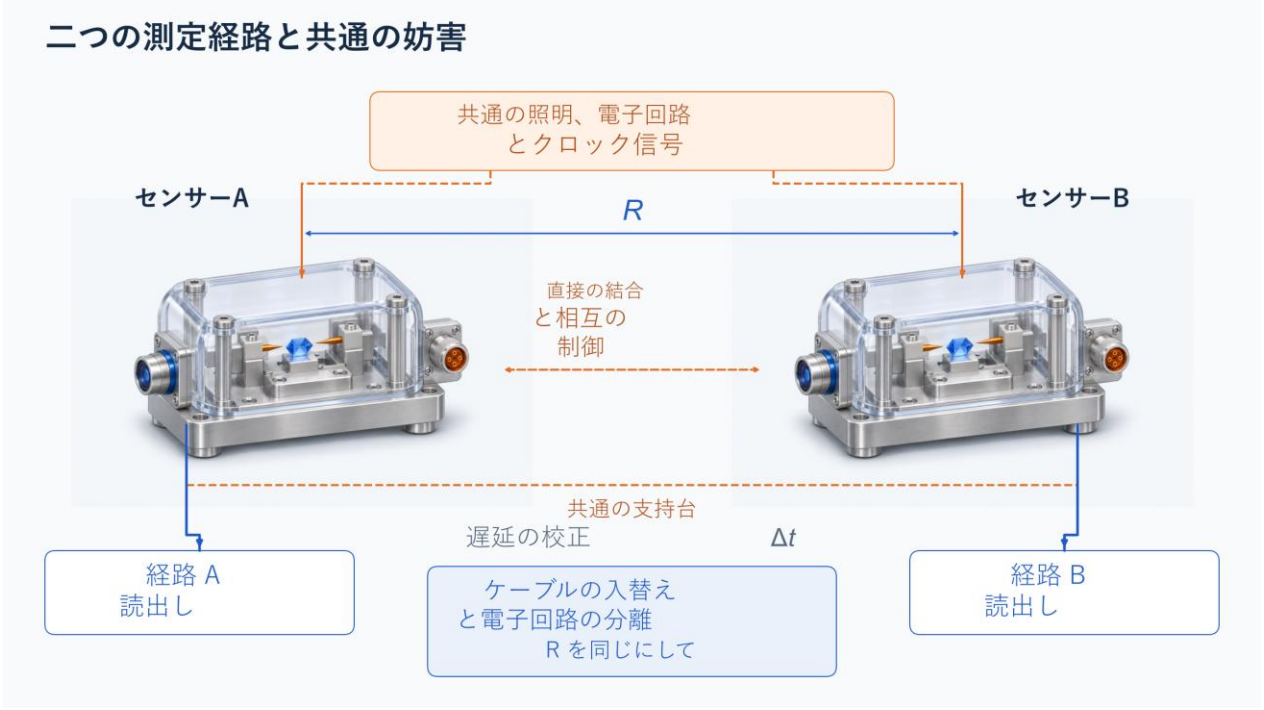


図59。二つのセンサは、個別の取得パスと調整可能な距離Rを有する。オレンジ色の点線は、テストされている一般的な干渉技術パスを強調します:光、電子機器、時計、機械的サポート、直接結合、およびクロスコントロール。一般的なレーザー、増幅器または時計は、定義上エラーフリーとはみなされません。Rと配向を維持しつつ、ケーブルの再配置や電子機器の分離を制御します。相対記録遅延Δtは、検討中の相関の物理的時間的構造とは別に校正される。ハードウェアイメージは概念センシングモジュールを示し、特定の実験実装ではない。

機械的な観測と準備した状態

フォースノイズと加熱は、空間的に局在化していると仮定されるメカニズムに関する追加情報を提供する。しかし、測定されるのは、抽象的な力ではなく機械的な物体の動きです。したがって、質量、周波数応答、減衰、取得特性、およびフィードバックと可能な読み出し相関が必要である。そのような相関関係を考えると、単に「物体ノイズ」と「計器ノイズ」を追加することは正しくないかもしれません。すべての重要な相互項は、作業モデルに保持される。

デリッチらの実験では、光学的に捕捉したナノ粒子の運動を、量子基底状態まで冷却した [52]。この結果は、質量の大きな量子系の準備を論じる具体的な足場になる。ただし、必要な分離距離をもつ空間的重ね合わせが、自動的に準備できたことを意味するわけではない。冷却、状態の生成、保持、確かな読出しは、それぞれ別の課題であり、その一つひとつが最終的な感度に影響する。

ジョイント検証の概念は、干渉と機械的観察のために一組の補完機構パラメータを使用する。さらに、各プラットフォームには独自のバックグラウンドフォースモデルがあります。数値残差容量の偶然は、共通の起源を示すのに十分なものではない。幾何学と周波数帯域を含む観測間の完全な予測遷移がテストされる。この遷移は、追加のチャネルを仮説の独立したテストにすることができる。

実現可能性の記録票と次の段階の選択

各概念は、測定または合理的にアクセス可能なパラメータを持つデータシートを必要とする。これには、オブジェクトの質量と形状、初期状態の分布、分離履歴、サイクル時間、検出効率、環境不確実性が含まれます。選択した組み合わせですでに実証されている特性と、結合するはずの性質を別々に記録します。異なる研究所の記録の合計は、一つの実行可能な実験のパラメータを自動的に形成しない。

観察時間の延長は、時には宇宙の概念を動機付ける。MAQRO紙は、自由落下、真空および微小重力が[53]アレイ干渉計の機能をどのように変えるかを調べました。これは設計論であり、ここで議論されているプロトコルの実装の証拠ではありません。地上計画と宇宙計画の比較には、準備、制御、登録のサイクル全体を含める必要があります。より長い自由移動は、それが作成する情報が実際の測定可能な結果に格納されている場合にのみ有用である。

次の段階は、最も制限された不確実性に基づいて選択される。読み出しキャリブレーションが識別可能性を破壊する場合、質量の増加は問題を解決しません。背景の熱放射によって制限されている場合は、温度モデルを調べることがより有用である。すべての技術的損失が十分に小さく、物理的な理由で信号が識別できない場合は、別の観察可能な量が必要です。この選択は、資源を節約し、特定の科学的問題に関連する各施設の改善を行います。

公開干渉実験は実際のパラメータセットと外部レプリケーションを提供し、空間シミュレーションは証明された推論手順を提供し、制御センサーはモデルインパルス誤差の計算予算を提供する。それらの組み合わせの使用は、すべての特性が一つのデバイスですでに実装されているという意味ではありません。新しいデバイスの開発には、これら三つのレベルの別々の調整が必要です。

完成した設計は状態、環境、制御、検出器、推論ルールをリンクします。実行された計算は、推定される識別性がどのレベルに消え、どのような変化が実際に情報を追加するかを示しています。最終章では、これらの発見を文献と比較し、研究プログラムが意味のあるままである条件を文書化する。

第 21 章 計算計画の結果と結論の限界

このプログラムは、既知の実験の再現、人工開始イベントの分析、誤った背景のテスト、最終的な制御の計算など、いくつかの異なるテストの結果で終了します。各結果は、独自の適用範囲を有する。彼らの比較は、モデル内ですでに確立されていることと、どのステートメントが新しい観察を必要とするかを示している。

先行研究の成果と、本書で実行したこと

本書は、既存の物理モデルと推論手法を、再現可能な一連の計算へ組み合わせる。CSL、動的デカップリング、多量子ビットの雑音分光、統計検定の歴史的な先取性が、この一連の計算に移るわけではない。個々の新しいプロトコルの科学的な貢献は、組み合わせた分野の数ではなく、その前提と結果が、最も近い既刊研究と、どう異なるかによって決まる。

統計の部分の重要な直接の先行研究は、Schrinski らの 2019 年と 2020 年の研究である [65, 66]。元の測定とその不確かさを用いて、パラメーター化された量子力学の変更を検証している。Laing と Bateman の研究は、背景機構を含む近接場干渉法において、ベイズ推論と実験制御の選択を扱う [19]。したがって、事象から推論することや、圧力を考慮すること自体は、本書の新しい成果ではない。

完全再現可能な二項プロトコルを定義し、独立した誤りアンサンブルを行い、遅延距離への転送を示し、有限インパルスの影響を計算し、誤った物理的帰属の逆例を示す。結果の数値は、明示的に指定されたモデルを指します。発見された法則、自然の普遍的な限界、または収縮の実験的検出によって初めて記載されることはない。

比較表は、既存の方法の中で与えられた計算の場所を示しています。新しい科学的結果を確立するためには、同じ物理的資源を持つ最も近い方法よりも特定のプロトコルの優位性を証明したり、以前に未知の識別可能性の限界を特定する必要がある。ここで示される方法論的な結論は、それらの適用性の計算とテストによって支持される。

直近の前身と完成作品の状況

サポート	実績	本書での利用
Schrinski と al. 2019 [65]	入力データと不確実性に基づく結論	イベント分析の基礎 : 独自のトレーニングプロトコルの分離周波数シミュレーション
Schrinski と al. 2020 [66]	物質波干渉における変化の検証	モデル制限と古典性の一般的な主張の区別
LaingとBateman 2024 [19]	ベイズ背景解析と制御選択	物理完全性の基準点;四つの命令設計のための条件付きKLの計算
Arenz ら、2015 年 [47]	テスト代替理論における動的分離	最終制御と偽残差の明示的改良
Paz-Silva ら、2017 年 [50]	マルチ量子ガウスノイズ分光法	特定の確率を持つ二センサの例
緑など 2013年 [67]	自由形制御と普遍雑音	特定の長方形パルスの数値伝搬

再現した制限と独立した計算

計算プログラムは、制御限界をチェックすることから始まります。空間カーネルはコンパクトな極限を再現し、ゼロ分離で消滅する。三点コントラストは、記述された定数と二次の背景項を排除し、線形分離と収束への一般化は最適な距離を変える。Analyticsal Ramseyとエコーは、独立した統合と制御されたセンサーの瞬時の完全な伝搬制限と一致します。

確率時間モデルでは、エルミート拡大の収束がさらに検証された。重力の例では、状態行列、部分的転置スペクトルおよび解析しきい値を比較する。統計的部分には、元の二項サンプルと完全な選択結果が保存される。このようなテストは物理的な仮説の真偽を証明しませんが、正規化やインデックス、ソフトウェア実装における多くのエラーを取り除くことができます。

外部結果の再現には、第12章で示した公開データと著者の解析を使う。対象は 95 走査、3895 位置、10 772 714 カウントである。元の固定した校正と空間尺度 $\hbar/\sigma_q = 10$ nm では、$\tau_5 = 2{,}842065516 \cdot 10^{15}$ s、$\mu = 15{,}453634$ が得られ、公表された丸め値を再現する。独立した台形則による分位点の補間からは $\mu = 15{,}451403$ が得られる。差の約 0,00223 は、論文で示された丸めの精

度より小さい。これは公表された手順の再実行であり、すべての系統誤差を新たに盲検で解析したものではない。この部の独自のシミュレーションには、別の前提と校正がある。

手順全体の誤り率

空間的な実験には、尤度比統計量 $q = 2(\ell_1 - \ell_0)$ を用いた。対立仮説では A は非負であり、事前に指定した格子 r_C の全体を探索する。帰無仮説では $A = 0$ とする。帰無仮説の下では、データから長さは定まらない。そのため、閾値は、同じ当てはめと同じ探索を経た、独立した帰無アンサンブルから求めた。一つの内点パラメーターに対する通常の式から求めたのではない。

1000セットの最初のアンサンブルは、95パーセンタイル: $q_{\mathrm{crit}} = 3{,}48640$をキャリブレーションします。第二独立ヌルアンサンブルは56を1000から超越した。偽発見率は5,6%であり、モンテカルロ推定の95ウィルソンパーセント間隔は4,3 %–7,2 %である。名目 5% との違いは、最終的なテスト統計です。しきい値自体は最終アンサンブルからも推定され、指定された間隔はその実現値に条件付けられる。

与えた $A = 0{,}12\ \mathrm{s}^{-1}$ では、手順は 1000 例中 1000 例で追加の効果を検出した。この系列で見逃しがゼロでも、検出力が数学的に一であることを意味しない。ウィルソン区間の下限は、99,62 % である。より弱い $A = 0{,}035\ \mathrm{s}^{-1}$ では、1000 例中 841 例、すなわち 84,1 % が検出され、区間は 81,7 %–86,2 % となった。これにより、感度の定量的な意味が得られる。同じプロトコルでも、振幅が違えば、成功の確率が異なる。

A のプロファイル領域には、別の校正を行う。$A = 0{,}12\ \mathrm{s}^{-1}$ と指定した背景で、1000 回の模擬実験から、プロファイルした差の閾値 4,26806 を定めた。次の独立した千回では、真値が領域に含まれたのは 946 回だった。実際の被覆率は 94,6 %、モンテカルロ推定の区間は 93,0 %–95,8 % である。これは一つの内点での検証であり、境界 $A = 0$ の全体や、連続した空間全体での被覆を証明するものではない。

校正は、検出の揺らぎと、背景の同時推定を再現する。しかし、実際の装置の未知の履歴までは再現しない。幾何学的なドリフト、温度の非定常性、誤った物理的な伝達関数が、自動的に考慮済みだとはみなせない。別の装置では、固有のモデルと系統的な影響の範囲に基づいて、閾値を計算する必要がある。有限の格子 r_C も、プロトコルの定義に含まれる。格子を変えると、偶然の偏差に与えられる説明の数が変わる。

各 1000 データ組からなる六つのアンサンブルと、独立した実演用のデータ組を、コードとともに保存する。閾値、誤り率の検証、被覆率の検証には、帰無と信号の別々のアンサンブルを用

いる。これによって、規則の調整に使った標本と同じ標本で、品質を評価することを避ける。対照系列では、生成と解析のモデルを、意図的に一致させる。次の系列では、まさにこの都合のよい条件を破る。

1000集合を用いた独立アンサンブルのテスト

チェック	周波数	95 %インターバルモンテカルロ
与えられた背景を持つ偽検出	5,6 %	4,3 %–7,2 %
検出A = 0,035 s^{-1}	84,1 %	81,7 %–86,2 %
検出A = 0,12 s^{-1}	100,0 %	99,62 %–100,00 %
A = 0,12 s^{-1} での被覆率	94,6 %	93,0 %–95,8 %

間隔はモンテカルロ推定の最終精度を記述する。実験の物理パラメータに対する信頼区間ではない。

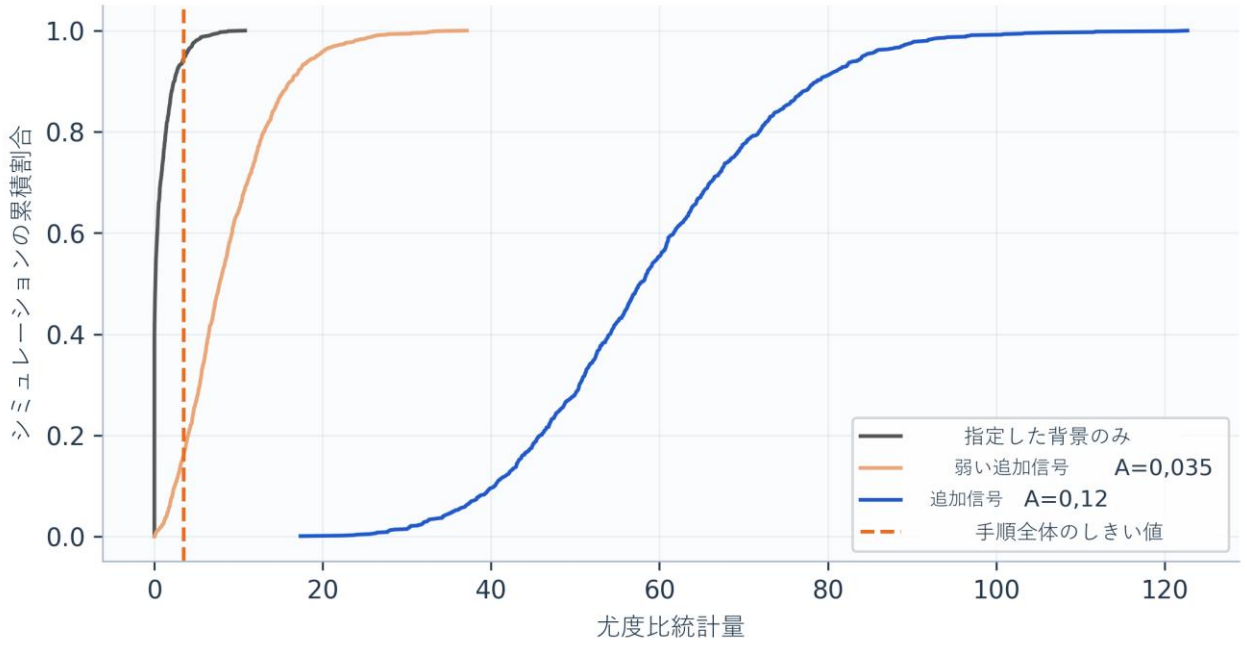


図60。スケールによる完全な検索統計の分布:与えられた背景、弱いおよび強い添加剤。しきい値は別個のヌルアンサンブルによって決定される。各バリデーション曲線は、完全な合成実験の1000を含んでいる。

当てはめに含まれない背景での検証

最後の系列では、基本振幅Aはゼロであるが、環境はランダムインパルスの二つの成分を生成する。その空間スケールは0,65 ℓ と2,2 ℓ 、非負の重みは0,65と0,35であり、総振幅は0,12 s^{-1}であ

る。許容可能なガウスインパルス過程の混合物は許容可能な過程である。解析的代替手法で使用される唯一のガウス核に等しくないが、確かにその二次零背景には含まれない。

それでも、同じ手順は、1000 例中 1000 例で、以前の閾値を超える。これは、指定した帰無モデルでの p の計算ミスではない。そのモデルが、新たな生成器には、実際に不適切なのである。超過のすべてを客観的な収縮の検出と呼べば、それが誤りになる。生成器には、そのような機構はない。結果が示すのは、限定された背景の族では不十分であることと、より自由度の高い減衰形が選ばれることだけである。

より強力なカウンター例を構築することができます。媒体が同じ質量則を持つ全く同じガウス運動量核を許容すると、そのアンサンブル生成器は試験中の局所化ダイナミクスと一致する。利用可能なすべてのシステムシーケンスの予測は、マッチがフルジェネレータをカバーする場合、追加のレプリカやエネルギー観測を含む一致する。最小 KL 距離は零です。この場合、イベントの数を増やすか、よりスマートなオプティマイザによって問題は解決されない。

出力は、モデルが発散する物理情報を追加した後にのみ可能である:媒体の独立した観察、そのスペクトルの検証された制限、幾何学に依存する異なる法則、または新しい記録チャネル。このような制限は、感度を得るのに便利なため、単に確立することはできません。したがって、本書における肯定的な統計的発見は、与えられた背景との不一致として定式化され、基本的な起源の問題は物理的な代替物の完全性に条件が残っている。

頑健な識別力をもつ測定の選択

次のシリーズのデザインは、関心のある特定の領域から始まります。特定の非ヌル仮説パラメータや、他のデータで除外されていない範囲が含まれる場合があります。実験的なオプションは同じ時間予算の下で比較され、イベントの実際の結果を考慮します。複雑性の増加は、独立情報を追加したり、大きな不確実性を軽減し、理想的なコントラストの絶対値を増やすだけでなく、正当化される。

可能な基準の一つは、すべての許容できるバックグラウンドオプションに対する確率的予測の最小差である。以下の式では、設定 q はプロトコル全体を示し、θ_* はテスト対象の固定非ヌル仮説、η_0 と η_1 は環境パラメータを表します。可能なデータの分布間のKullback-Leibler発散が使用された。これは測定選択器であり、数学的測度自体は新しい物理実体ではない。

達成された最小値がゼロなら、許容された選択肢の中に、識別できない予測がある。そのプロトコルは、選んだモデルを一様に識別できることを保証しない。下限がゼロに近づくだけの場合

は、極限の領域を別に調べる必要がある。基礎パラメーターの範囲を探索するとき、気づかないうちに強度ゼロを含めながら、全範囲について、正の感度が保証されると期待してはならない。まさに強度ゼロの境界では、比較するモデルが一致するからである。

$$\Delta(q;\theta_*) = \inf_{\eta_0\in\mathcal{N}_0,\eta_1\in\mathcal{N}_1} D_{\mathrm{KL}}\Big(P_q(\cdot\mid\theta_*,\eta_1)\,\|\,P_q(\cdot\mid H_0,\eta_0)\Big).$$

(21.1) 固定非ゼロ仮説がテストされている安定した識別のための基準の例。許容可能な背景のセットは、独立キャリブレーションによって指定される。選択したプロトコルのコストと持続時間に対して基準を計量する必要があります。

事象数が同じ四つの計画

最小 KL 距離の基準を、事前に列挙した四つのプロトコルで計算した。すべてに、5000 の校正事象と、25 600 の本測定事象を含め、距離と、各距離への本測定事象の配分を変える。固定した非ゼロ仮説は、A = 0,12 s⁻¹、$r_C = \ell$ である。帰無モデルは、定数と二次の背景だけを含む。両仮説で、読出しと通常の減衰の五つのパラメーターを、それぞれ独立に変える。

主な設計範囲は座標(a,b₀₁,B₂₁,b₀₂,B₂₂)で指定されています: [0,040;0,065]、[0,025;0,065]、[0,22;0,36]、[0,040;0,085]、[0,35;0,52]。これらは、トレーニング計算のために明らかに受け入れられる範囲です。それらは、特定の実験室の測定された制約として提示されない。実際の実験プロジェクトでは、独立したキャリブレーションによって正当化する必要があります。その後、両方の仮説の背景に基づいて共同数値最小化を行う。各最小値は六つの異なる開始点に対してテストされる。

四つの候補の中で「曲率を重視する」という選択肢は、最小距離が最も多かった。その値は45,334です。広い統一プロトコルは41,274を与え、短い分割への制限は7,627だけを与えた。これは、特定の予算に対する有限集合内の選択の結果であり、可能なすべての制御に対して絶対最適の証明ではない。

曲率を重視する案では、距離を、ℓ を単位として 0; 0,6; 1,3; 2,0; 2,8; 4,0; 6,0 とする。対象あたりの事象数を、それぞれ 1400; 1200; 1800; 2200; 2000; 1800; 2400 と割り当てる。ゼロの点は基礎となる可視度を制限し、中間の距離はカーネルの曲がりを識別し、大きな距離は二次の背景と飽和を制限する。したがって、有用性の配分は、絶対コントラストが最大の一点を選ぶこととは一致しない。

キャリブレーション仮定の価格は、[0,03;0,09], [0;0,15], [0;0,8], [0;0,15], [0;1,0]の範囲を拡大することによってテストされる。通常の背景には信号をシミュレートするより多くの方法がある

ため、最小距離は削減される。テーブルは、各設計の変更を示しています。背景に正確なノイズシミュレーションを含めると、すべてのオプションで距離がゼロになります。これは、同じ予算の再配分を成功させることで克服できない、独立した定性的な制限です。

KL は与えられた分布に対して期待される対数類似度差であるが、その数は p-値と等しくなく、ここではいくつかの標準偏差に翻訳されない。有限サンプルに対する全手順の挙動は、一つの公称点において広いプロトコルに対してテストされる。これはKL最小化によって発見された最悪の背景下でのパワーのテストではない。最後に新しい設計を選択するには、しきい値、キャリブレーション、実際の損失でこれらのチェックを繰り返す必要があります。実行された最小化は合理的な設計評価を提供し、実験的な検証を置き換えない。

この比較における等額な予算は、記録された等数のイベントを意味します。大きなスプリットを受け取ると準備時間が増えるか、出力が減ります。イベントリミットを合計タイムリミットに置き換える必要があります。そのような転送モデルがなければ、営業時間の利益の約束は根拠がありません。したがって、提示された結果は、計算中に指定されたリソースの意味を厳密に保持する。

四つの有効設計の数値選択

設計	行事	最小KL	背景を拡大し
短い分離	30600	7,627	0,810
広域	30600	41,274	15,058
曲率の強調	30600	45,334	17,167
彩度を中心に	30600	39,933	15,709

最小値はいくつかの開始点で数値的に得られるが、これは連続制御のグローバル最適性の証明ではない。

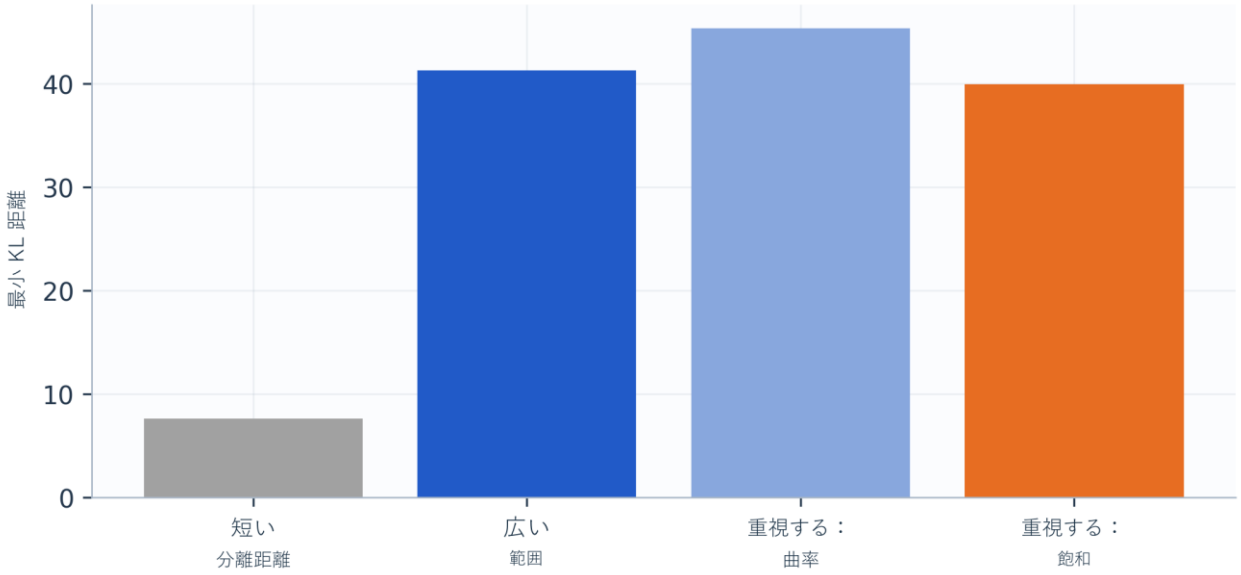


図61。登録イベントの同じ予算30 600と限られた設計背景範囲を持つ四つのプロトコルの数値最小KL距離。列はリストされているオプションのみを比較します。KLはp値ではありません。

探索系列と確認系列を分ける

デバイスを研究し、未知の干渉を検出し、適切なモデルを選択するには、検索シリーズが必要である。起源が文書化されている場合、仮説の変更を可能にする。確認シリーズには、すでに記録されている予測を検証するタスクがあります。それを開く前に、プロトコル、パラメータの範囲、処理方法、制御観察およびモデルと矛盾した結果を認識するための条件が記録される。

物理的な体制が変化すると、確認の独立性が向上します。異なる質量や形状の予測は、以前の物体の追加反復よりも普遍性に関する情報を提供する。新しいシーケンスの予測は、時間モデルをテストします。特定の環境を超えて別のインストールエクスペリエンスを転送します。これらのオプションはいずれも基本的な発見を保証するものではないが、各オプションは結果をローカル機能に帰着させる可能性を閉ざしている。

予期しない観察は、所定の基準を満たしても値を保持する。これは、仮説の次のバージョンを構築するために使用することができます。この場合、検索結果は正直に検索フェーズに戻ります。そのような規律は創造性を禁止しません:それはアイデアが出現する瞬間と、アイデアが最初に独立した精査に立ち上がる瞬間とを区別します。

仮説の特定の案を棄却する形式的な理由

空間的バージョンは、その固定核と質量関係法則が許容可能な一般的なパラメータの下で意図した観察を記述しない場合に拒否され、共同検証手順はエラーと複数の比較を考慮します。時間ベース単一指数バージョンは、合理的な不確実性内で遅延制御シーケンスを予測しない場合に拒否される。これらの結果は、可能なすべての追加プロセスではなく、特定のバージョンに適用されます。

提案手法も物理仮説の真偽に関係なく失敗する可能性がある。有効なバックグラウンドメカニズムを追加して信号を正確に識別できない場合、この一連の観察がその起源を確立するという主張は放棄されるべきである。選択したプラットフォームで必要な校正精度が利用できない場合、このプロトコルは延期されます。計算実装が状態や単位の正性に違反すると、モデルが最初に修正され、エラーから派生した境界は無効になる。

システム間で転送する場合、一般化を避けることが特に重要である。徹底的な環境チェックの後、異なるプラットフォームが互換性のない基本的なパラメータを必要とする場合、それぞれに異なる強度を入力し、仮説と同じ名前を保持することはできません。新しい依存法が提案できるが、独自の予測で新しいバージョンになる。過去の成功のリサイクルではなく、別の独立したシリーズが必要になります。

残余の効果がある場合とない場合の結果

重要な追加の信号がないことは、パラメータの制限につながる。実験が真に敏感であるスケール領域と、境界が基礎となる条件を公開することが必要である。任意に弱い強度を持つ家族は通常、ほぼ標準限界を維持します。したがって、結果の定式化は、特定の領域の排除と可能な偏差がないという証拠を区別しなければならない。

残差が存在する場合、まず、代替説明とモデルに対する結論の依存性をテストする。次に、予測空間プロファイル、時間的構造、オブジェクト間輸送について検討する。強力な証拠は、一つの振幅の小さな誤差だけでなく、これらの部分間の合意を必要とします。特に価値があるのは、事前に二つの異なる観察をリンクし、自由なパラメータを追加せずに共同テストに耐える結果である。

環境の記述を改善した後、残りの部分が消えた場合、研究はその意味を失うことはありません。実際のメカニズムを特定し、インストールモデルを修正し、将来のテストの条件を明確にしまし

た。この結果は、最後の成功曲線のみを残すのではなく、最終レポートに保持されるべきです。除外された説明の歴史は、他のグループが同じ間違いをしないように助けます。

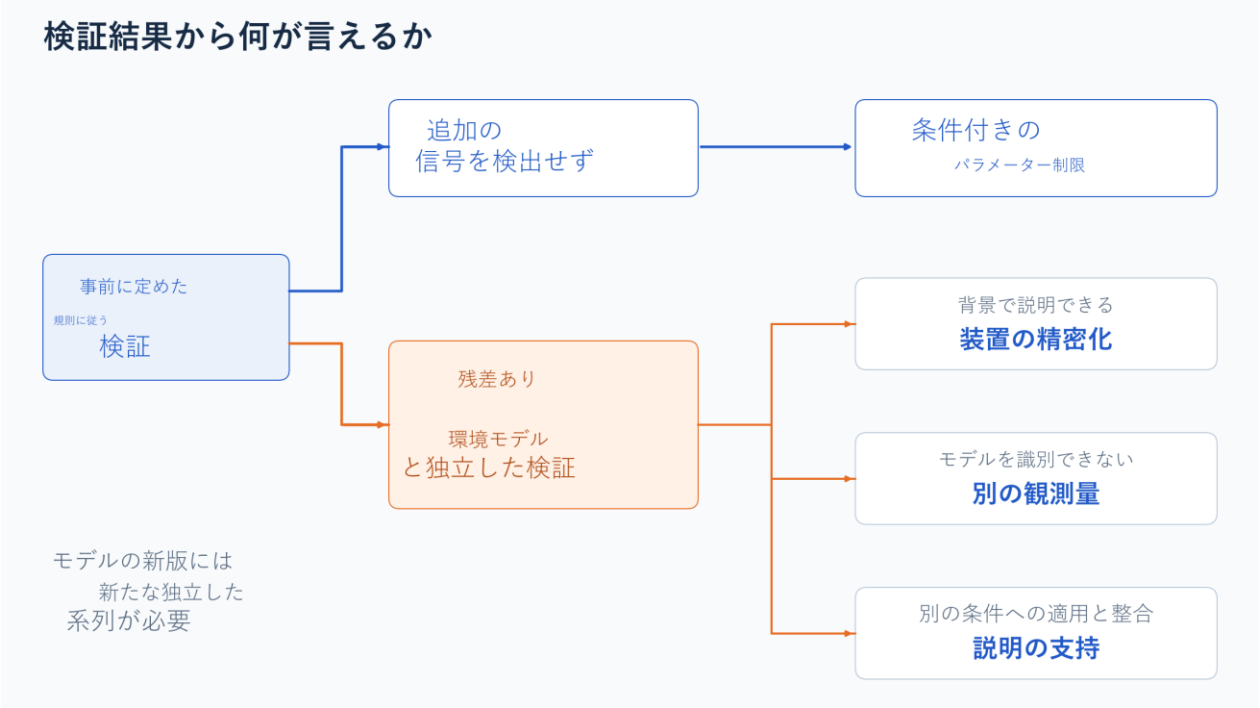


図62。追加の信号がないことは、実験の敏感な領域におけるパラメータの条件付き制限を提供する。残りは、環境のモデル、独立したテスト、事前定義された転送に向けて調査を導く。背景説明はデバイスを明確にし、正確な識別不能性は別の観測可能さを必要とする。一貫したマイグレーションはテストされた範囲内でのみ特定のバージョンをサポートする。統計的しきい値や小さなp値を超えることは、それ自体が収縮の発見につながる。サプライズを使用してモデルを変更する場合は、次の独立したシリーズによってチェックされます。

完了した結果と次の科学的な課題

コンピュータプログラムは、異なる性質のいくつかの結果を生み出しました。公開干渉解析は外部データに再現される。説明空間実験は、バイナリ結果から全体的なパラメータ推定、検証された偽発見率、新しい条件の予測に進んでいる。時間的例は、有限制御と登録エラーがスプリアスな白色成分を生成する方法を定量化する。重力部は、理想的な位相をノイズしきい値と測定可能な証拠に関連付ける。

容認可能な背景の拡大は、統計的試験が元の背景を自信を持って拒否した場合でも、物理的識別を破壊する可能性がある。正確な模倣はチャネルマッチングと識別可能性をゼロにし、ノイズスケールの近似混合は有限データ上の狭義モデルの脆弱性を示す。どちらの場合も、発見された残差の意味を制限するため、最終セットに保持される。

次の独立した科学的タスクは、これらの結果に関連して設定されるべきである。例えば、正確なシミュレーションを妨げながら、探している信号とは独立してテストされる周囲の分野で測定可能な制約を探すことができる。もう一つの選択肢は、完全な統計的キャリブレーションを連続的なスケールと実験的に確立された体系的効果のクラスに拡張することである。各方向は、独自の結果と文学と比較を必要とします。教育計算の完全性は、科学的新規性の証拠に取って代わるものではありません。

これにより、研究ロジックが実行可能な手順にもたらされる。その結果は、必ずしも新しい物理学を発見するという約束ではなく、選択した実験を区別するもの、分析がどこまで間違っているか、そして追加の観察によって結論が強まる可能性があるかを事前に話す能力です。さらなる作業の累積を行うのは正確にこの精度である: 次の結果は、再現された計算とその適用性の既知の限界に基づいている。

物理推論は、その数値感度と極限が知られているとより強くなる。このプログラムでは、両方の要素が一緒に提示されます:完成したチェックは、識別不能の明らかな反例の隣にあります。量子論のさらなる拡張は、公式、測定、代替および独立予測の間の同じ接続を維持する必要がある。

何を確定し、結論の限界はどこにあるか

State-to-Observationシーケンスにより、計算の正確性を物理的に十分と分離できる。同一基底における同じ確率は、同じ状態を意味しない。同じアンサンブル方程式は単一の確率履歴を定義しない。それどころか、すべての許可された制御のための同じ測定チャネルは、正確な操作的不明瞭さを意味します。繰り返しの数を増やすことは、欠落した違いを作り出さない。

空間的な例は、このアイデアの具体的な発展を提供する。三つの設定のコントラストは、与えられた定値および二次的背景を排除するが、非線形背景と幾何学的誤差に敏感である。真の軌道は最適値を変える: 2,09629ではなく、三角形分離と収束$d_0/rC \approx 3{,}06018$で一定距離を走らせる。共同加熱測定は、個々の代替品に対して役立ちますが、許容可能なランダムパルス環境との完全な生成器の正確な一致を排除しません。

実際の実験との接点になるのは、95 走査、3895 位置、10 772 714 カウントからなる、公表されたナトリウムのデータである。公開された著者の手順を再実行すると $\mu = 15{,}453634$ が得られ、公表された丸め値と一致する。概要票と不確かさの内訳は、時間、幾何、気体組成、記録の尺度を示す。また、校正を固定して一つの数値を再現しても、すべての系統不確かさの解析の代わりにはならない理由を明らかにする。

別の統計的実験では、推論手順自体がテストされる。事前定義されたスケールグリッドに対する完全な検索は、ゼロキャリブレーションに含まれている。独立した実行では、1000ゼロセットに対して5%の公称レートで56の偽検出が得られる。試験点におけるプロファイル領域のカバレッジは1000のうち946である。弱い導入信号の場合、1000シリーズの841で検出が行われます。これらの株式の不確実性とテストされたパラメータ範囲の制限は、21章に示されています。

背景を拡大すると、結果の物理的意味が変わります。通常の空間ノイズの混合物は、客観的な収縮なしに、過度に狭いヌルモデルを一貫して拒否することができる。有限制御パルスと読み出しミスマッチは、理想的なタイミング公式に適合するときに誤った白残基を生成することができる。これらの例は、統計的テストによってどれだけの推論が提供され、物理的代替物の独立した制限によってどれだけの推論が提供されるかを示している。

重力の例は、四つの相から混合状態、三つの測定設定と有限統計からの証人へともたらされる。明示的に選択された独立位相緩和により、行列計算によって絡み合い条件を解析し検証する。適用性の一般領域において、与えられた古典チャネルの最小ノイズとのユニタリ相互作用の比較を行う。メディエータに関する結論は比較理論の前提と関連し、その結果生じる数値的要求は学習実験のパラメータに関係している。

さらに実験的な研究は、媒体の独立キャリブレーション、ジオメトリの範囲の拡大、一般的なパラメータの転送の検証、最初のイベントに従って指定されたダイナミクスの比較といった明確な結果をもたらす。この本は、この作業を構築するための数学的、数値的、および複製的なステップを提供します。新しい物理学に関する主張は、有効な代替案と同じ詳細な比較に耐える観察を必要とする。

付録 A 記号と物理単位

共通の記号

異なるセクションは、異なるレベルのモデルを使用します。行列 ρ は、常に明示的に選択されたシステムの状態を記述する。H はハミルトニアン、$\hbar$ はプランクの定数を二つの π で割ったものである。複合系を持つ公式において、写本Aと写本Bは部分系を示し、Trは排他的部分系が指定されたときのトレースまたは部分トレースである。

分岐間距離を d または Δx とする。重力の例では、d が対象間の平均距離、s が対象内部の分離を表す場合もある。意味は、計算の直前に定める。この区別は重要である。対象間の距離と重ね合わせの大きさは、異なる物理的な役割をもつ。

ローカライゼーションレート Γ は、逆時間の寸法を有する。コンパクトな空間モデルでは、A は有効周波数、r_Cは相関長である。ベース周波数 λ_0と有効Aは、明示的に指定されたモデルと幾何近似にのみ関係している。これらの指定は、質量係数なしでは同一パラメータとして使用できない。

拡散モデルでは、D_{pp}は時間によって分割される運動量の二乗の次元を持つ。したがって、D_{pp} $d^2/\hbar^2$は速度であり、D_{pp}/mは一つのカルテシアン自由度の運動エネルギーの変化率である。完全な三次元エネルギーへの遷移は、すべての成分と受け入れられた正規化を考慮に入れる必要がある。

時間雑音モデルでは、$\delta\omega$ は角周波数、σ はその根平均二乗振幅、τ_cは相関時間である。減衰指数 χ は無次元である。組み合わせ $\sigma^2\tau_c^2$も無次元であるため、比関数T/τ_cを乗算することができます。この単純なチェックは、欠落時間乗数を検出するのに役立ちます。

ナトリウム干渉計では、d_g は格子の周期、L は隣接する格子間の距離、T_{13} は第一格子から第三格子までの飛行時間である。これにより、重力で相互作用する物体間の距離 d との混同を避ける。再解析では、τ_e は電子質量で規格化した古典化時間であり、$\hbar/\sigma_q$ は、その固有の規約による空間的な長さである。λ と rC との関係は、生成子の比較によって定める。

極限の場合の検証

正しい公式はいくつかの単純なテストに合格しなければならない。追加されたプロセスの強度がなくなると、元の予測を復元する必要があります。二つの空間枝をゼロに分離すると、対応す

る局所化貢献は消えるべきである。十分に小さい距離では、飽和核はその二次膨張と一致しなければならない。

ガウス空間核の場合、小さな分離平均d/r_cは一よりもずっと小さい。一定の密度での質量の増加は体のサイズを増加させるため、システムをコンパクトモードから外すことができます。幾何学をチェックせずに、質量を無限に増加させ、点オブジェクトの公式を保存することはできません。

メモリ付きノイズの場合、ホワイトノイズ制限はパラメータの組み合わせが一定であることを示す必要がある。一定のばらつきで相関時間を短縮すると、ノイズの統合強度が消えることがあります。相関関数の領域を保存すると、有限マルコフ寄与が得られる。異なる制限手順は、異なる物理モデルに対応する。

付録 B 短い用語集

状態と測定

振幅は、確率を計算するために使用される複雑な量です。コヒーレントな選択肢がある場合、振幅が追加され、その後、係数の二乗が取られます。振幅は観測結果の負または複素確率ではない。

コヒーレンスは、選択された選択肢の集合に対する位相接続の存在である。その可観測性は利用可能な測定値に依存する。密度行列では、対応する接続は選択されたベースで非対角要素によって表される。

デコヒーレンスは、選択したシステムを記述する際に利用可能なコヒーレント接続の削減です。標準理論では、環境との相関によって生じる可能性がある。この用語自体は、完全な記述の基本的な不可逆性を確立しない。

絡み合いは、部分系の状態のテンソル積と、和が一に等しい非負重みとの凸混合として表すことができない複合状態の性質である。一つの基盤における結果の古典的な相関は、絡み合いを確立するのに十分ではありません。

収縮は、いくつかの用途を持つ単語です。測定結果または想定される客観的プロセスの後の状態の条件付き更新を示すことができます。客観的収縮のモデルは、別々の動的仮説と見なされる。

干渉の可視度は、観察されたパターンの変調の深さの尺度である。その削減は、コヒーレンス、バックグラウンドカウントと読み取り手順に依存します。物理的解釈はこれらの貢献のモデルを必要とする。

雑音とデータからの推論

マルコフの記述は、選択された進化モデルが以前の歴史の環境の記憶を明示的に考慮する必要のない近似である。その適用性は相互作用の時間スケールと性質に関係しており、「マルコフ的」という言葉が自動的に基本を意味するわけではない。

カラーノイズは、スペクトルパワーの非自明な周波数依存性を持つノイズである。時間的相関によって特徴づけられる。特定のスペクトルの種類を指定し、利用可能な範囲内で検証する必要があります。

識別可能性は、選択した観察に基づいてパラメータ値を識別する能力である。構造的識別可能性は予測の正確な変性を意味し、実用的な弱い識別可能性は非ゼロ差で不十分な精度を意味する。

帰無モデルは、それを基準として、追加の効果を検証するモデルである。既知の重要な過程と不確かさを含めなければならない。帰無モデルの棄却によって、ある特定の代替案が、自動的に選ばれるわけではない。

体系的不確実性は、モデルのキャリブレーション、応答、条件、構造に関連する不確実性である。同じ測定数を単純に増やすことで、減少する必要はありません。

ホールドアウトテストは、モデルの設定に使用されていない条件下での予測の評価である。パラメータの転送可能性をテストし、過度な適合を検出するのに役立つが、その解釈は新しい条件がどの程度独立で情報的であるかに依存する。

テストの力は、与えられた代替手段が与えられたヌルモデルを拒否する確率である。それは効果の大きさ、測定設計および背景仮定に依存します。通常、すべての可能な信号に対して一つの電源番号はありません。

カバレッジは、構築された領域が真のパラメータを含む複製データセットの割合である。一つの点と一つのジェネレータにおける数値検証は、パラメータ空間全体に対する正しいカバレッジを証明しない。

プロファイリングは、関心のある固定パラメータが与えられた迷惑パラメータの可能性の最大化である。背景の変化を許すことで、興味の効果を補償する可能性を考慮に入れているが、モデルに欠けているメカニズムを追加していない。

カルバック・ライブラー・ダイバージェンスは、指定した分布の数学的な違いであり、ここではナットを単位とする。選んだ代替案と資源の下で、計画の比較に役立つ。それ自体は、p 値でも、発見の確率でもない。

付録 C 計算の再現

元の資料一式

ナトリウム測定の元の公開セットはdata/pedalino_2026にあり、元のアーカイブとメタデータは別々に保存される。データおよびサードパーティコードの場合、アトリビューションはCC BY 4.0です。

基本的なチェックは、空間核、三点の組み合わせ、時間積分、および重力の例をカバーする。絶対および相対公差はそれぞれ指定されます。追加の計算は、計装、確率履歴、軌道、エネルギー観測の二つの基盤をテストする。これらのタスクに対するプログラムの対応は、付随する指示で与えられる。

replicate_pedalino.pyは、元の著者の手順をソースコードに数値的な変更を加えることなくアーカイブの作業コピー上で実行し、platform_v02.pyは個別にスキャンを調整し、条件付き環境予算、仕様および図示ローカライゼーションマップを計算する。それらの結果は合成statistics_v02.pyセットから分離される。

statistics_v02.pyは、全二項手順、ゼロラン、挿入信号、カバレッジ、遅延チェックと設計比較を再現する。control_v02.pyは定常オーンシュタイン-ウレンベックノイズにおける有限インパルスを計算する。gravity_v02.pyは混合状態、証人、有限統計、時計、重力ダイナミクスの比較を構築する。

spacetime_v02.py は、ガウス質量場の空間的および時間的相関の条件付き一般法則をチェックする:定常枝と移動枝、拡張体、フーリエ積分とホワイトノイズ極限の合意。このプログラムは、収縮の新しい基本的な理論のシミュレーションではありません。

実行の順序

計算環境を準備し、異なるオペレーティングシステムのためのコマンドは、計算のために付随する命令に与えられる。

最初に基本チェックとfoundations_v02.pyを行います。次に、replicate_pedalino.pyが起動され、保存された密度を使用するplatform_v02.pyが続きます。時空、統計、時間および重力の計算はこの順序から独立している。完全繰り返しコマンドと保存された結果に関する情報が指示で与えられます。フルモンテカルロは決定論的曲線を構築するよりも多くの時間を必要とする。

乱数系列の場合、ジェネレータの初期状態はコードで固定されます。これにより、特定の例を繰り返すことができるが、推定誤差率は正確な数学的定数にはならない:最終アンサンブルは独自の不確実性を持つ。したがって、数値分数は間隔を伴い、解析保証は選択したシミュレーションの周波数から分離される。

再現の成功が意味すること

解析式と独立な数値計算との偶然は、その仮定の下での実装を検証する。発行された番号との一致は、指定された手順の再現性をチェックする。これらのチェックは、選択された物理機構の真理を自動的に確立するものではない。

ナトリウムセットには、ソースハッシュ、点数、チェックサムと結果として生じる密度が格納される。合成実験では、生成法則、設定、しきい値および独立した系列の結果が保存される。幾何学および時間的例では、近似極限が示される。このようにして、読者はプログラミングエラー、数値誤差、統計的不確実性、およびモデル自体の制限を区別することができる。

付録 D 技術的な導出

二項尤度と同時校正

N_i独立したバイナリテストからi番目の設定で、k_iの「プラス」の結果があります。その確率 p_i は物理パラメータとキャリブレーションパラメータに依存する。同じ結果の可能な置換数は二項係数に等しい; 個々の試行の確率を乗算すると、確率 k_i が与えられる。独立した設定の場合、積は対数後の合計になります。別のキャリブレーションでは、未知cをエラーなく修正するのではなく、独自の用語 ℓ_{cal} を追加します。

用いたモデル $p_i = (1 + \exp(-z_i))/2$ では、線形予測子 z_i は $X_i\,\theta$ と書ける。ただし、r_C は固定する。その最初の座標 a = −ln c は、本測定のデータにも校正にも含まれる。A と局所的な背景の値が、残りの列を定める。確率の導関数は $-\exp(-z_i)X_i/2$ である。これを対数の導関数に代入すると、最適化に用いた勾配が得られる。その独立した検証は、中心差分によって行った。

期待される情報は確率自体に依存するため、同じNがすべての設定で同じ精度を意味するわけではない。与えられた行列は、モデルの固定構造を持つ正規内部モードを記述する。境界A = 0では、r_Cへの依存は消失し、完全情報行列の正規循環は適用されない。したがって、第21章のゼロしきい値は、非存在長推定の対称誤差ではなく、探索全体をシミュレートすることによって構成される。

$$\ell(\theta) = \ell_{\text{cal}}(\theta) + \sum_i \Big[k_i \ln p_i + (N_i - k_i)\ln(1 - p_i) \Big] + \text{const}$$

(Π4.1) パラメーターに依存しない項を省略できるのは、同じデータを比較する場合だけである。

$$\mathcal{J}_{ab} = \sum_i \frac{N_i}{p_i(1-p_i)} \frac{\partial p_i}{\partial \theta_a} \frac{\partial p_i}{\partial \theta_b}.$$

(Π4.2) 校正の行も、同じ和に含める。独立したガウス型の外部校正があるなら、その情報行列を、さらに加えることになる。

指定した背景を消去するときの最小分散

線形モデル y = Fβ + A s + ε を考える。ここで E ε = 0 であり、Cov ε = Σ は正定値とする。求める線形推定量 Â = w^{T}y は、どの β に対しても不偏でなければならない。そのためには、

$w^{T}F = 0$ と $w^{T}s = 1$ が必要である。分散は $w^{T}\Sigma w$ に等しい。この問題は、線形制約のもとで正の二次形式を最小化する問題であるため、許される方向が退化していなければ、解は一意になる。

F の列への重み付き射影は信号から減算される。その結果、$s_{\perp}$ は$F^{T}\Sigma^{-1}s_{\perp} = 0$を満たします。$\Sigma^{-1}s_{\perp}$に比例するwを選択すると、自動的に背景が削除される。正規化$w^{T}s = 1$は残りの要因を修正します。s が $s_{\perp}$ と異なるのは背景部分空間からのみであるため、分母は両側で $s_{\perp}$ の項で書くことができる。分散に代入すると、信号の逆重み付きノルムが与えられる。

三つの点 $d_j^2 = j\ d_0^2$, $j = 1,2,3$ に対して、列 F は定数と d^2 に等しい。許容可能なコントラストの空間は一次元であり、重みと(1,2,3)付きスカラー積の和は消えなければならない。ベクトル $(1, -2, 1)$ は両方の条件を満たす。これは非正規化コントラスト Q を指定する; A を推定するには、波形を持つドット積で割る必要がある。等独立率誤差 σ_R に対して、分散 Q は $6\sigma_R^2$ に等しい。

$s_{\perp} = 0$の場合、信号は許可された背景に完全に存在します。反転分母は消え、これらの制限を伴うAの偏りのない有限分散線形推定器は存在しない。小さい零でない値は大きなばらつきを与える。反転を数値正規化に置き換えることで、計算の安定性が向上するが、物理情報を作成することはできない。

$$\mathbf{s}_{\perp} = \mathbf{s} - F(F^{T}\Sigma^{-1}F)^{-1}F^{T}\Sigma^{-1}\mathbf{s}$$

(Π4.3) F の列は、線形独立と仮定する。そうでなければ、まず独立な基底を選ぶ。

$$\mathbf{w} = \frac{\Sigma^{-1}\mathbf{s}_{\perp}}{\mathbf{s}_{\perp}^{T}\Sigma^{-1}\mathbf{s}_{\perp}}$$

$$\mathrm{Var}(\widehat{A}) = \frac{1}{\mathbf{s}_{\perp}^{T}\Sigma^{-1}\mathbf{s}_{\perp}}.$$

(Π4.4) 形状 s と共分散 Σ は、確認の検証の前に定める必要がある。不明であれば、推論の段階をさらに追加しなければならない。

ガウス位相からラムゼーとエコーへ

純粋位相緩和の場合、ランダム相対位相は$\phi_y = \int_0^{T} y(t)\,\delta\omega(t)dt$である。$\delta\omega$ がゼロガウス過程であれば、そのような線形結合もガウスである。特性関数は$\langle \exp(i\phi_y) \rangle = \exp[-\mathrm{Var}(\phi_y)/2]$を与

える。積分の分散を置換すると、すぐに二重積分 χ_y が生じる。ゼロ平均は決定論的な位相を排除し、零でない平均は別々に考慮しなければならない。

ラムゼーでは y = 1 である。相関関数の対称性によって、積分領域の下三角を二倍でき、係数 1/2 が消える。指数関数の内側の積分は、$\tau_c(1 - \exp(-t/\tau_c))$ である。続いて t で積分すると、$\sigma^2\tau_c^2[x - 1 + \exp(-x)]$ が得られ、$x = T/\tau_c$ である。次元は、積 $\sigma^2\tau_c^2$ によって確認する。

エコーの場合、間隔は半分に分割されます。各半分の貢献は、対応する期間のラムゼー構造の半分に等しく、クロスコントリビューション変更記号。h= T/2と表すと、半分間の相関積分は $\sigma^2\tau_c^2(1 - \exp(-h/\tau_c))^2$として得られる。この貢献を半分内の二つの分散の和から減算すると、18章における式 χ_E が与えられる。同じ操作は、可視性比の対数において、なぜ全白色寄与γ_wTが減少するのかを示している。

証明は、可換な位相相互作用と、理想的な符号反転を用いる。有限の横方向パルスの内部では、結合の作用素が回転し、異なる時刻同士が可換でない可能性がある。その場合、恣意的に平滑化したスカラー y(t) を代入しても、普遍的な修正にはならない。このため、追加の計算では、三成分のブロッホベクトル全体と、OU 過程のエルミートモードを用いる。

$$\chi_R = \int_0^T dt \int_0^t ds\sigma^2 e^{-(t-s)/\tau_c}, \chi_R - \chi_E = 2\sigma^2\tau_c^2\left(1 - e^{-T/(2\tau_c)}\right)^2.$$

(Π4.5) 指数の差は、同じ白色雑音の減衰率の下で、規格化した可視度の比の対数を、直接与える。

チャネルの一致で識別できなくなる理由

固定準備 ρ と測定Eの場合、結果の確率は、$\boldsymbol{\mathcal{E}}$が選択した間隔のチャネルであるTr[E$\boldsymbol{\mathcal{E}}(\rho)$]に等しい。二つの記述がすべての有効な準備と制御に対して同じチャネルを持つ場合、各結果の同じ確率を与える。等式は繰り返しの数に依存しません:独立したサンプル全体の分布も同じです。

一連の測定は、一つの最終状態行列の偶然よりも強い条件を必要とする。ステージ間で、利用可能な機器$\mathcal{J}_a$が動作し、関節確率はチャネルと楽器の組成のトレースに等しい。許容される制御全体の各ステップで二つのメカニズムが一致した場合、確率の等式は逐次置換によって証明される。メモリを持つプロセスでは、単一ステップチャネルのマッチングだけでは不十分である:完全なマルチテンポラル統計のマッチングが必要である。

白いランダムパルス媒体と選択した局在アンサンブル方程式は、システムに同じマルコフ生成器を持つことができる。同じコントロールを追加した場合、システムチャネルは同じです。環境の独立した測定は、さまざまな機器を拡大し、平等を破壊する可能性がありますが、それは元の限られた観察セットに属していません。個々の確率履歴の隠れ記録へのアクセスも同様である。

確率が等しければ、任意の結果の集合に対する対数確率比はゼロとなり、KL距離もゼロとなる。等量の事前重みが与えられた場合、この正確なマッチング問題において決定規則はランダム選択を破らない。次の重要な問題は、物理的にアクセス可能な観察の拡張が分布を異なるものにすることである。新しい計算が必要であり、以前の分類器の複雑さは増加しない。

$$P(a_1, \dots, a_n) = \mathrm{Tr}\left[\mathcal{J}_{a_n}\mathcal{E}_n \cdots \mathcal{J}_{a_1}\mathcal{E}_1(\rho)\right].$$

(Π4.6) マルコフ的な逐次実験の合成式。記憶をもつ過程には、系と記憶の同時の記述、またはそれと等価な多時刻過程が必要である。

参考文献

このリストは一次研究と参照レビューを組み合わせたものである。テキスト中の数値参照は書誌エントリにつながる。同じ作品の著者版とジャーナル出版物が組み合わさり、プレプリントは別々に表示されます。

[1] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw, A. Zeilinger. Wave–particle duality of C60 molecules. Nature 401, 680–682 (1999). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1038/44348

[2] B.-G. Englert. Fringe Visibility and Which-Way Information: An Inequality. Physical Review Letters 77, 2154–2157 (1996). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.77.2154

[3] W. H. Zurek. Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse. Physical Review D 24, 1516–1525 (1981). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevD.24.1516

[4] W. H. Zurek. Environment-induced superselection rules. Physical Review D 26, 1862–1880 (1982). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevD.26.1862

[5] J. S. Bell. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. Physics Physique Fizika 1, 195–200 (1964). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195

[6] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories. Physical Review Letters 23, 880–884 (1969). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.23.880

[7] B. Hensen et al.. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres. Nature 526, 682–686 (2015). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1038/nature15759

[8] G. Lindblad. On the generators of quantum dynamical semigroups. Communications in Mathematical Physics 48, 119–130 (1976). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1007/BF01608499

[9] V. Gorini, A. Kossakowski, E. C. G. Sudarshan. Completely positive dynamical semigroups of N-level systems. Journal of Mathematical Physics 17, 821–825 (1976). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1063/1.522979

[10] M. F. Pusey, J. Barrett, T. Rudolph. On the reality of the quantum state. Nature Physics 8, 475–478 (2012). 査読済みの理論論文で、著者版もある。

DOI 10.1038/nphys2309

[11] N. Gisin. Weinberg's non-linear quantum mechanics and supraluminal communications. Physics Letters A 143, 1–2 (1990). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1016/0375-9601(90)90786-N

[12] U. Sinha, C. Couteau, T. Jennewein, R. Laflamme, G. Weihs. Ruling Out Multi-Order Interference in Quantum Mechanics. Science 329, 418–421 (2010). 査読済みの実験論文で、著者版もある。

DOI 10.1126/science.1190545

[13] H. Everett III. Relative State Formulation of Quantum Mechanics. Reviews of Modern Physics 29, 454–462 (1957). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/RevModPhys.29.454

[14] D. Bohm. A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of Hidden Variables I. Physical Review 85, 166–179 (1952). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRev.85.166

[15] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry. Nature 649, 866–870 (2026). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1038/s41586-025-09917-9

[16] E. Aprile et al.; XENON Collaboration. Challenging Spontaneous Quantum Collapse with the XENONnT Dark Matter Detector. Physical Review Letters 136, 120201 (2026). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1103/2jm3-4976

[17] Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger; Philipp Haslinger; Markus Arndt. Testing spontaneous localization theories with matter-wave interferometry. Physical Review A 83, 043621 (2011). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.83.043621

[18] Bassano Vacchini. Theory of decoherence due to scattering events and Lévy processes. Physical Review Letters 95, 230402 (2005). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.95.230402

[19] Shaun Laing; James Bateman. Bayesian inference for near-field interferometric tests of collapse models. Physical Review A 110, 012214 (2024). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.110.012214

[20] Davide Giordano Ario Altamura; Andrea Vinante; Matteo Carlesso. Improved bounds on collapse models from rotational noise of the Laser Interferometer Space Antenna Pathfinder mission. Physical Review A 111, L020203 (2025). 既存の測定に対する、査読済みの解析。

DOI 10.1103/PhysRevA.111.L020203

[21] Gian Carlo Ghirardi; Philip Pearle; Alberto Rimini. Markov processes in Hilbert space and continuous spontaneous localization of systems of identical particles. Physical Review A 42, 78–89 (1990). もとの理論を示す、査読済みの論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.42.78

[22] Lajos Diósi. Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations. Physical Review A 40, 1165–1174 (1989). もとの理論を示す、査読済みの論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.40.1165

[23] Roger Penrose. On Gravity's role in Quantum State Reduction. General Relativity and Gravitation 28, 581–600 (1996). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1007/BF02105068

[24] Matteo Carlesso; Luca Ferialdi; Angelo Bassi. Colored collapse models from the non-interferometric perspective. The European Physical Journal D 72, 159 (2018). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1140/epjd/e2018-90248-x

[25] Lucia Hackermüller; Klaus Hornberger; Björn Brezger; Anton Zeilinger; Markus Arndt. Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation. Nature 427, 711–714 (2004). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1038/nature02276

[26] Klaus Hornberger; Stefan Uttenthaler; Björn Brezger; Lucia Hackermüller; Markus Arndt; Anton Zeilinger. Collisional Decoherence Observed in Matter Wave Interferometry. Physical Review Letters 90, 160401 (2003). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.90.160401

[27] D. J. Bedingham; H. Ulbricht. Correlated random walks caused by dynamical wavefunction collapse. Scientific Reports 5, 13380 (2015). 実験の提案を含む、査読済みの理論論文。

DOI 10.1038/srep13380

[28] Marco Hofmann; Barbara Drossel. Dephasing versus collapse: Lessons from the tight-binding model with noise. New Journal of Physics 23, 103025 (2021). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1088/1367-2630/ac2ae2

[29] Suroj Dey; Peter Barker; Animesh Datta. Testing Spontaneous Collapse Models with Coulomb Mediated Squeezing. arXiv:2604.21705 (2026). 2026 年四月 23 日のプレプリント v1。

DOI 10.48550/arXiv.2604.21705

[30] John F. Donoghue. General relativity as an effective field theory: The leading quantum corrections. Physical Review D 50, 3874–3888 (1994). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevD.50.3874

[31] Tobias Westphal, Hans Hepach, Jeremias Pfaff, Markus Aspelmeyer. Measurement of gravitational coupling between millimetre-sized masses. Nature 591, 225–228 (2021). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1038/s41586-021-03250-7

[32] Sougato Bose, Anupam Mazumdar, Gavin W. Morley, Hendrik Ulbricht, Marko Toroš, Mauro Paternostro, Andrew A. Geraci, Peter F. Barker, M. S. Kim, Gerard Milburn. Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity. Physical Review Letters 119, 240401 (2017). 実験についての、査読済みの理論的提案。

DOI 10.1103/PhysRevLett.119.240401

[33] Chiara Marletto, Vlatko Vedral. Gravitationally Induced Entanglement between Two Massive Particles is Sufficient Evidence of Quantum Effects in Gravity. Physical Review Letters 119, 240402 (2017). 情報理論的な論証と実験の提案。査読済み。

DOI 10.1103/PhysRevLett.119.240402

[34] Joseph Aziz, Richard Howl. Classical theories of gravity produce entanglement. Nature 646, 813–817 (2025). 2025 年十月 22 日の、査読済みの理論論文。

DOI 10.1038/s41586-025-09595-7

[35] Anirudh Gundhi, Giorgia Infantino, Angelo Bassi. Can classical theories of gravity produce entanglement?. arXiv:2604.19696v3, 7 August 2026 (2026). プレプリント。

DOI 10.48550/arXiv.2604.19696

[36] Andrea Di Biagio. Gravity-induced entanglement is not a theory-independent witness of nonclassicality of the gravitational field. Physical Review D 114, 084050, 19 October 2026 (2026). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/r8ry-sp35

[37] Farhan Hanif, Debarshi Das, Jonathan Halliwell, Dipankar Home, Anupam Mazumdar, Hendrik Ulbricht, Sougato Bose. Testing Whether Gravity Acts as a Quantum Entity When Measured. Physical Review Letters 133, 180201 (2024). 査読付きの理論的提案。

DOI 10.1103/PhysRevLett.133.180201

[38] Nikolaos Mitrakos, Maria Papageorgiou, T. Rick Perche, Marios Christodoulou. When does entanglement through gravity imply gravitons?. Physical Review D 114, 025019, 24 July 2026 (2026). 査読済みの理論解析。

DOI 10.1103/lq47-1hfg

[39] Don N. Page, William K. Wootters. Evolution without evolution: Dynamics described by stationary observables. Physical Review D 27, 2885 (1983). 条件付きの時間を構成する、査読済みの理論研究。

DOI 10.1103/PhysRevD.27.2885

[40] Ekaterina Moreva, Giorgio Brida, Marco Gramegna, Vittorio Giovannetti, Lorenzo Maccone, Marco Genovese. Time from quantum entanglement: An experimental illustration. Physical Review A 89, 052122 (2014). 二光子の偏光を用いた、モデルの実験的な例示。査読済み。

DOI 10.1103/PhysRevA.89.052122

[41] Ladina Hausmann, Alexander Schmidhuber, Esteban Castro-Ruiz. Measurement events relative to temporal quantum reference frames. Quantum 9, 1616 (2025). 2025 年一月 30 日の、査読済みの理論論文。

DOI 10.22331/q-2025-01-30-1616

[42] Dvir Kafri, Jacob M. Taylor, Gerard J. Milburn. A classical channel model for gravitational decoherence. New Journal of Physics 16, 065020 (2014). 査読付きのモデル。

DOI 10.1088/1367-2630/16/6/065020

[43] Jonathan Oppenheim, Carlo Sparaciari, Barbara Šoda, Zachary Weller-Davies. Gravitationally induced decoherence vs space-time diffusion: testing the quantum nature of gravity. Nature Communications 14, 7910 (2023). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1038/s41467-023-43348-2

[44] Mike D. Schneider, Nick Huggett, Niels Linnemann. A demonstration that classical gravity does not produce entanglement. Classical and Quantum Gravity 43, 177001, 1 September 2026 (2026). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1088/1361-6382/ae6f62

[45] Klaus Hornberger; John E. Sipe. Collisional decoherence reexamined. Physical Review A 68, 012105 (2003). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.68.012105

[46] Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger. Macroscopicity of Mechanical Quantum Superposition States. Physical Review Letters 110, 160403 (2013). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.110.160403

[47] Christian Arenz; Robin Hillier; Martin Fraas; Daniel Burgarth. Distinguishing decoherence from alternative quantum theories by dynamical decoupling. Physical Review A 92, 022102 (2015). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.92.022102

[48] Gonzalo A. Álvarez; Dieter Suter. Measuring the Spectrum of Colored Noise by Dynamical Decoupling. Physical Review Letters 107, 230501 (2011). 査読済みの研究論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.107.230501

[49] Jonas Bylander; Simon Gustavsson; Fei Yan; Fumiki Yoshihara; Khalil Harrabi; George Fitch; David G. Cory; Yasunobu Nakamura; Jaw-Shen Tsai; William D. Oliver. Noise spectroscopy through dynamical decoupling with a superconducting flux qubit. Nature Physics 7, 565–570 (2011). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1038/nphys1994

[50] Gerardo A. Paz-Silva; Leigh M. Norris; Lorenza Viola. Multiqubit spectroscopy of Gaussian quantum noise. Physical Review A 95, 022121 (2017). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.95.022121

[51] Leigh M. Norris; Gerardo A. Paz-Silva; Lorenza Viola. Qubit Noise Spectroscopy for Non-Gaussian Dephasing Environments. Physical Review Letters 116, 150503 (2016). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.116.150503

[52] Uroš Delić; Manuel Reisenbauer; Kahan Dare; David Grass; Vladan Vuletić; Nikolai Kiesel; Markus Aspelmeyer. Cooling of a levitated nanoparticle to the motional quantum ground state. Science 367, 892–895 (2020). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1126/science.aba3993

[53] Rainer Kaltenbaek et al.. Macroscopic Quantum Resonators (MAQRO): 2015 update. EPJ Quantum Technology 3, 5 (2016). ミッションの構想の著者らによる、査読済みの論文。

DOI 10.1140/epjqt/s40507-016-0043-7

[54] Andrea Smirne; Angelo Bassi. Dissipative Continuous Spontaneous Localization (CSL) model. Scientific Reports 5, 12518 (2015). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1038/srep12518

[55] Angelo Bassi; Luca Ferialdi. Non-Markovian Quantum Trajectories: An Exact Result. Physical Review Letters 103, 050403 (2009). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.103.050403

[56] L. Leppäjärvi, M. Sedlák. Postprocessing of quantum instruments. Physical Review A 103, 022615 (2021). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.103.022615

[57] K. Jacobs, D. A. Steck. A Straightforward Introduction to Continuous Quantum Measurement. Contemporary Physics 47, 279 (2006). 査読済みの教育論文。

DOI 10.1080/00107510601101934

[58] Ł. Cywiński, R. M. Lutchyn, C. P. Nave, S. Das Sarma. How to enhance dephasing time in superconducting qubits. Physical Review B 77, 174509 (2008). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevB.77.174509

[59] Michał Horodecki, Paweł Horodecki, Ryszard Horodecki. Separability of Mixed States: Necessary and Sufficient Conditions. Physics Letters A 223, 1–8 (1996). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1016/S0375-9601(96)00706-2

[60] Tianfeng Feng, Vlatko Vedral, Chiara Marletto. Collapse-based models for gravity do not violate the entanglement-based witness of nonclassicality. Physical Review D 113, 104055 (2026). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/83rl-nygv

[61] Don N. Page, C. D. Geilker. Indirect Evidence for Quantum Gravity. Physical Review Letters 47, 979 (1981). 査読済みの実験論文。

DOI 10.1103/PhysRevLett.47.979

[62] Wassily Hoeffding. Probability Inequalities for Sums of Bounded Random Variables. Journal of the American Statistical Association 58, 13–30 (1963). 査読済みの数学論文。

DOI 10.1080/01621459.1963.10500830

[63] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry — Dataset and code. Zenodo, version v1, measurements April 2025 (2025). 公開データとコード、CC BY 4.0。

DOI 10.5281/zenodo.17502163

[64] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Supplementary Information to Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry. Nature, supplementary material (2026). 査読済み論文の補足資料、CC BY 4.0。

https://static-content.springer.com/esm/art%3A10.1038%2Fs41586-025-09917-9/MediaObjects/41586_2025_9917_MOESM1_ESM.pdf

[65] Björn Schrinski; Stefan Nimmrichter; Benjamin A. Stickler; Klaus Hornberger. Macroscopicity of quantum mechanical superposition tests via hypothesis falsification. Physical Review A 100, 032111 (2019). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevA.100.032111

[66] Björn Schrinski; Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger. Quantum-classical hypothesis tests in macroscopic matter-wave interferometry. Physical Review Research 2, 033034 (2020). 査読済みの理論論文。

DOI 10.1103/PhysRevResearch.2.033034

[67] Todd J. Green; Jarrah Sastrawan; Hermann Uys; Michael J. Biercuk. Arbitrary quantum control of qubits in the presence of universal noise. New Journal of Physics 15, 095004 (2013). 査読済みの研究論文。

DOI 10.1088/1367-2630/15/9/095004

[68] Simone Manti; Nicola Bortolotti; Lajos Diósi; Kristian Piscicchia; Catalina Curceanu. Atomic correlation effects in collapse-induced spontaneous radiation. arXiv:2608.07205v1 (2026). 理論研究のプレプリント。

DOI 10.48550/arXiv.2608.07205

図版一覧

説明図と定量的グラフはテキストの外観順に配置されます。名前が対応する写真につながります。

1. 干渉と経路混合 8
2. 二経路干渉計と二つの出力 10
3. 二つの密度行列 15
4. 二つの基地での二つの準備 18
5. 同じ結果と別の状態が続いています。 19
6. オブジェクト、デバイスおよび環境 24
7. 環境との相関関係の蓄積 25
8. 二つの記録と条件付きイベント選択 27
9. 条件付きバーとイベントのフルセット 28
10. 両駅四組 31
11. 相関CHSH 32
12. 三つのパス、八つのコンフィギュレーションと一般的な正規化 39
13. 分岐分離プロファイル 44
14. 二つの物理出力と三種類の記録 45
15. 一つの空間実験の四つのスケール 50
16. ナトリウム実験の計測パス 56
17. 条件付き制約マップCSL 58
18. 空間核と二次近似 60
19. 物質の同じ質量と異なる分布 62
20. 一つのアンサンブルの異なる個々のストーリー 66
21. 媒体内部の粒子と測定経路 71
22. 残ガス収支 74
23. 三格子の一般移動と独立シフト 76
24. 三点コントラスト 82
25. 軌道とコントラスト最適 85
26. 三つの幾何学と二つの異なる校正誤差 86
27. 空間コントラストと暖房 94

28. 翻訳的・回転的読解 95
29. 二つのプローブ:和と差分チャネル 97
30. 公開セットをチェックする二つの方法 104
31. 読本・単行本 106
32. 再生後部密度 108
33. 重力源を設定する三つの方法 113
34. 二つの小さな塊の間の接続を制御する必要があるもの 118
35. 二つの質量の四つの結合代替物 123
36. 幾何学と重力相 125
37. 一つの準備のための三つの読書設定 128
38. 騒音と絡み合いの証人 129
39. 三つの設定の四つの結果 131
40. 関節測定の一部として時計。 139
41. 量子時計の条件付き確率 142
42. 一つの条件スライスと二つのシーケンシャルリード 144
43. 時計のぼかし 146
44. 直接ユニタリ接続と古典的フィードバック 150
45. 重力ダイナミクスの比較 157
46. 有限体の大きさと形態因子 161
47. 一般法則と二つの対象の異なる条件 164
48. 二つの分岐点 169
49. 相関音を伴うラムゼーとエコー 175
50. ラムゼー、理想的なエコーと有限パルス 178
51. 有限パルスによる推定オフセット 180
52. 二つのセンサー、四つのシリーズと共通または異なるフェーズ。 183
53. 利用可能な情報の制限と新たな観察 189
54. 信号と背景投影 190
55. パラメータプロファイルと遅延チェック 194
56. 可変分割を用いた機能実験アーキテクチャ 197
57. 既知の位相影響を持つスタンド 199
58. 準備から独立検証までのフルイベントルート。 201

59. 二つの測定チャネルと共通干渉の技術的パス 202
60. 完全探索手順の校正 208
61. 四つの測定設計の比較 212
62. テスト結果はどのような結論を許しますか? 214

著者とプロジェクト

メール: info@brenev.com

著者のウェブサイト: brenev.com

Miraのウェブサイト: mira.technology

その他のプロジェクト: haraizen.tech

Telegram: https://t.me/Eudgenee