

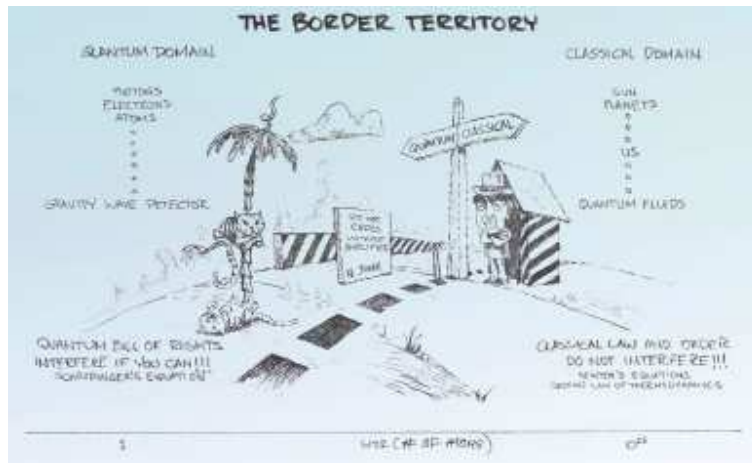
D'altronde, come mostra il principio di corrispondenza particolarmente nella riscrittura formale formulata da Born, la reinterpretazione quantistica dei coefficienti di Fourier di Heisenberg o quella delle parentesi di Poisson di Dirac, tra fisica classica e fisica quantistica esistono profondi legami, non si tratta di due fisiche estranee l'una all'altra.

Oggi si può dire predomina la tendenza a superare la divisione tra comportamenti classici e quantistici ricercando all'interno della quantistica stessa l'origine dei comportamenti classici, e l'approccio di Zurek, il quale riprende, ma andando oltre, l'impostazione data dal problema di von Neumann nelle sue classiche *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* del 1932, viene ritenuta la più interessante e promettente anche se molti ritengono che il problema non sia ancora risolto.

.....

Si è giunti così con i lavori di Zurek ad un tipo di approccio che dà risposta a chi utilizza la quantistica nell'ambito di discipline naturalistiche quali l'astrofisica e la geologia, o di discipline storiche basando le cronologie sui decadimenti radioattivi, o tecniche quali la medicina nucleare e non può rinunciare a credere che la natura proceda autonomamente e indipendentemente da noi, desidera che questo, per dirla alla Einstein, "elemento di realtà" gli debba essere concesso. Naturalmente è lecito che dei dubbi sempre rimangano.

Alessandro Braccesi, *Per una storia della fisica del ventesimo secolo*, Bonomia University Press 2008, p. 263.



Decoherence and Transition from Quantum to Classical- *Revisited*

Wojciech H. Zurek

11 marzo 2009

Los Alamos Science Number 27 2002

.....
Questo lavoro ha un'origine insolita e, di conseguenza, una struttura insolita. È costruito su un principio adottato dalle famiglie che stanno strette nella loro abitazione e che decidono di aggiungere stanze alla loro struttura esistente, invece di demolire tutto. Queste aggiunte di solito si “vedono”, ma il tutto può essere ancora piacevole per gli occhi, combinando il nuovo e il vecchio in una maniera funzionale.

Ciò che segue è un “adattamento” di un lavoro che scrissi una dozzina di anni fa per *Physics Today* (1991). Il vecchio testo (con alcune modifiche) è intercalato con nuove parti, ma esse sono messe in riquadri attraverso tutto l'articolo e servono come commento ai nuovi sviluppi che sono legati agli argomenti dell'articolo originale. La bibliografia complessiva è alla fine.

Nel 1991, lo studio della decoerenza era un argomento quasi nuovo, ma già a quel tempo avevo la sensazione che molte conseguenze “dell'immersione” del sistema nell'ambiente fossero state scoperte nel decennio precedente e che quindi fosse opportuno un articolo di rassegna. Mentre lo scrivevo, ebbi, tuttavia, l'impressione che le piccole lacune nel panorama del territorio al limite tra il mondo classico e quello quantistico non fossero poi così piccole e che ci fosse l'opportunità di fare alcuni progressi.

In realtà, sono sorpreso e lieto di quanto il campo si sia sviluppato negli ultimi dieci anni. Il ruolo della decoerenza è stato riconosciuto da un'ampia parte dei fisici attivi, e, oltre ai fisici, da studiosi della materia e da filosofi.

Lo studio del crivello della previsione, le ricerche sull'interfaccia tra dinamica del caos e decoerenza, e, più recentemente, le allettanti visioni della natura teorico-informazionale della quantistica (information-theoretic nature) hanno illuminato la nostra comprensione dell'Universo....

Per concludere un avviso al lettore: penso che questo lavoro debba essere letto due volte: la prima solo il vecchio testo, poi - ma solo poi - in seconda lettura tutto l'articolo....



Introduzione

La meccanica quantistica dà risultati straordinari in tutte le sue applicazioni. Non si conosce nessun esempio di conflitto fra le sue previsioni e gli esperimenti. Senza la meccanica quantistica non saremmo in grado di spiegare il comportamento dei solidi, la struttura e la funzione del DNA, il colore delle stelle, l'azione del laser o le proprietà dei superfluidi. Tuttavia, a quasi un secolo dalla sua introduzione, il dibattito sulle relazioni tra la fisica quantistica e la fisica del mondo comune continua. Perché questa teoria che sembra da ragione con precisione di tutto ciò che possiamo misurare, è considerata ancora incompleta (lacking)?

Il solo “fallimento” della teoria quantistica è la sua incapacità di fornire un quadro di riferimento naturale per le nostre impressioni sul modo in cui funziona l'Universo. Gli stati dei sistemi quantistici evolvono in accordo con l'equazione, lineare e deterministica di Schrödinger

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi\rangle = H |\psi\rangle . \quad (1)$$

Cioè, proprio come nella meccanica classica, dato lo stato iniziale del sistema e la sua hamiltoniana, si può, almeno in linea di principio, calcolare lo stato ad un istante di tempo arbitrario.

L'evoluzione deterministica di $|\psi\rangle$ può essere verificata in esperimenti controllati con cura. Non vi è inoltre nessuna indicazione di un confine tra il mondo classico e quello quantistico, in cui l'equazione (1) non dovrebbe valere.

Esiste, tuttavia, un esperimento assai poco controllato che risulta così evidente e immediato da avere un enorme potere di convinzione: la nostra intuizione è spesso in difficoltà ad aderire alle previsioni dell'equazione (1). Perché? Data una condizione iniziale (quasi) qualsiasi l'Universo descritto dalla $|\psi\rangle$ evolve in uno stato che contiene molte alternative che non si sono mai viste esistere nel

nostro mondo. Inoltre, mentre l'evidenza ultima per la scelta di una alternativa risiede nella nostra sfuggente "coscienza", vi è un'ampia indicazione (every indication) che la scelta avviene molto prima che la coscienza sia coinvolta e che, una volta fatta, sia irrevocabile. Cioè alla radice del nostro disagio con la teoria quantistica vi è lo scontro tra il principio di sovrapposizione - la condizione fondamentale della teoria implicita nella linearità dell'equazione (1) - e la realtà classica quotidiana in cui questo principio appare violato.

Il problema della misura ha una storia lunga e affascinante. La prima spiegazione, ampiamente accettata di come un singolo evento emerga da una moltitudine di potenzialità, fu l'interpretazione di Copenhagen avanzata da Niels Bohr (1928), che sottolineò il fatto che è necessario un apparato classico per eseguire una misura. In questo modo, la teoria quantistica perde l'universalità. La chiave di volta dell'interpretazione di Copenhagen è la linea divisoria tra il mondo classico e quello quantistico. Bohr sottolineò che il confine dovesse essere mobile in modo che anche "l'apparato finale" - il "sistema nervoso dell'uomo" potesse, in linea di principio, essere misurato e analizzato come un oggetto quantistico, una volta che si fosse trovato un dispositivo classico opportuno per eseguire questo compito.

In mancanza di un incisivo criterio di distinzione tra classico e quantistico, fu spesso accettata una identificazione provvisoria di classico con macroscopico. L'insufficienza di questo approccio è diventata lampante in seguito a sviluppi relativamente recenti: una versione criogenica della sbarra di Weber - un rivelatore delle onde gravitazionali - deve essere trattata come un oscillatore armonico quantistico, anche se il suo peso può raggiungere una tonnellata (Braginsky et al. 1980, Caves et al. 1980). Stati non classici compressi (nonclassical squeezed) possono descrivere oscillazioni di campi elettromagnetici opportunamente preparati con un numero macroscopico di fotoni (Teich and Saleh 1990). Infine, stati quantistici associati con correnti di giunzioni Josephson superconduttrici coinvolgono numeri macroscopici di elettroni, ma possono ancora avere un effetto tunnel tra i minimi del potenziale effettivo, corrispondenti a sensi opposti di rotazione (Leggett et al. 1987, Caldeira and Legett 1983a, Tesche 1986).

Se il sistema macroscopico non può sempre essere posto con sicurezza sul lato classico del confine, allora non esiste confine? L'interpretazione a molti mondi (Many Worlds Interpretation), o con più precisione l'interpretazione a molti Universi, sviluppata da Hugh Everett III, con il sostegno di John Archibald Wheeler negli anni cinquanta sostiene la scomparsa del confine (Everett 1957, Wheeler 1957). In questa interpretazione l'intero universo è descritto dalla teoria quantistica. La sovrapposizione evolve per sempre in accordo con l'equazione di Schrödinger. Ad ogni istante una opportuna interazione ha luogo tra i due sistemi quantistici, la funzione d'onda dell'universo si suddivide, sviluppando più "rami".

Inizialmente il lavoro di Everett rimase senza eco. Fu tolto dalla naftalina un decennio più tardi da Bryce DeWitt (1970) e da DeWitt e Neil Graham (1973), che trasformarono il suo stato da "virtualmente sconosciuto" a "molto controverso". L'interpretazione a molti mondi è una scelta naturale per la cosmologia quantistica, che descrive l'intero Universo tramite un vettore di stato. Non vi è

nulla di più macroscopico dell'Universo. Non vi è nessun osservatore "all'esterno". In questo universo, la classicità deve essere una proprietà emergente degli osservabili o dei sistemi scelti.

A prima vista, l'interpretazione a molti mondi e quella di Copenhagen hanno poco in comune. L'interpretazione di Copenhagen richiede a priori un "dominio classico" con un confine che rinforzi un "embargo" classico, ponendo proprio una uscita potenziale. L'interpretazione a molti mondi ha lo scopo di abolire la necessità del confine. Ogni uscita potenziale è interpretata come una ramificazione sempre feconda di rami di funzione d'onda dell'Universo. L'analogia tra le difficoltà manifeste di questi due punti di vista diventa evidente, quando ci si pone l'ovvia domanda: "Perché Io, l'osservatore, percepisco solo una delle alternative?" La teoria quantistica, per la sua libertà di ruotare le basi nello spazio di Hilbert, non definisce neanche chiaramente quale stato dell'Universo corrisponde alla "ramificazione". Tuttavia, la nostra percezione di una realtà con alternative - non una sovrapposizione coerente di alternative - chiede delle spiegazioni di quando, dove e come viene deciso ciò che l'osservatore in realtà registra. Considerato in questo contesto l'interpretazione a molti mondi in realtà non abolisce il confine, ma lo pone nel confine tra l'Universo fisico e la coscienza. Purtroppo, questo è un luogo poco piacevole per la fisica.

Malgrado la natura profonda di queste difficoltà, gli anni recenti hanno visto un consenso crescente al fatto che si può avere un progresso con il problema della misura, che è l'eufemismo usuale con cui si indicano la collezione dei rompicapo descritti. Il punto fondamentale (e incontrovertibile) è noto quasi fin dall'inizio della teoria quantistica, ma il suo significato per il passaggio dalla quantistica alla classica è stato riconosciuto solo ora: i sistemi macroscopici non sono mai isolati dall'ambiente. Perciò - come ha rilevato H. Dieter Zeh (1970) - essi non possono seguire l'equazione di Schrödinger, che è applicabile solo a sistemi chiusi. Come risultato, i sistemi che di solito sono considerati classici soffrono (o traggono beneficio) della perdita naturale della coerenza, che è si è "stesa" (leaks out) sull'ambiente (Zurek 1981,1982). La "decoerenza" risultante non può essere ignorata quando ci si addentra al problema della riduzione del pacchetto d'onda quanto meccanico: la decoerenza impone, in effetti, "l'embargo" richiesto delle potenziali uscite, permettendo all'osservatore di mantenere una registrazione dell'alternative, ma di essere conscio di una sola delle branche - una delle "storie decoerenti" nel vocabolario di Murray Gell-Mann e di James Hartle (1990) e Hartle (1991).

Lo scopo di questo lavoro è quello di spiegare la fisica e il modo di pensare di questo approccio. Il lettore deve fare attenzione che chi scrive non è un testimone disinteressato a questo sviluppo, ma uno dei proponenti. Tenterò, tuttavia di disegnare un quadro corretto e di sottolineare, accanto ai risultati, le difficoltà.

[Vedi prima integrazione in fondo all'articolo: *Decoerenza nel processo dell'informazione quantistica*]

Correlazioni e misure

Un punto di partenza conveniente per la discussione del problema della misura, e, più in generale, dell'emergere del comportamento classico dalla dinamica quantistica, è l'analisi della misura quantistica fatta da John von Neumann (1932). Al contrario di Bohr, che assume che l'uscita dell'apparato debba essere classica (perdendo con ciò l'ipotesi che la teoria quantistica sia universale), von Neumann prese in considerazione il caso di un apparato quantistico. Riprenderò l'analisi per il caso più semplice: una misura su un sistema \mathcal{S} a due stati (che può essere pensato come un atomo con spin $1/2$) con un rivelatore che registra il risultato.

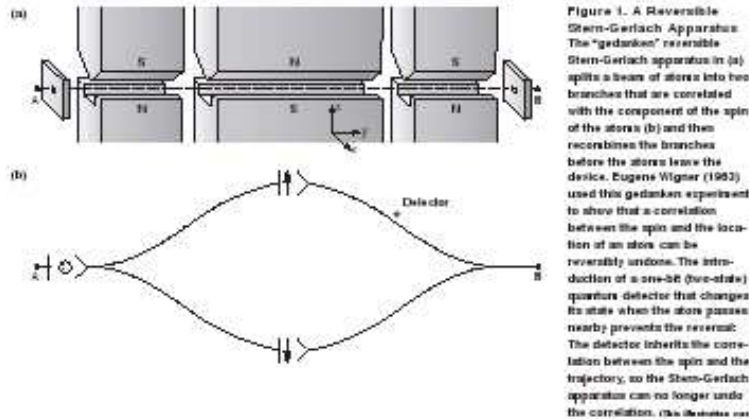


Figura 1

Un apparato reversibile di Stern-Gerlach

L'apparato *gedanken* reversibile in (a) divide un fascio di atomi in due rami che sono correlati con le componenti degli spin degli atomi e (b) poi ricombina i fasci prima che gli atomi raggiungano il rivelatore. Eugene Wigner (1963) usò questo esperimento per mostrare che la correlazione tra gli spin e la localizzazione di un atomo può essere distrutta. L'introduzione di un rivelatore quantistico a un bit [a due stati], che cambia il proprio stato quando un atomo gli passa vicino, rompe la reversibilità: il rivelatore eredita la correlazione tra spin e traiettoria, cosicché l'apparato di Stern-Gerlach non è più in correlazione.

Lo spazio \mathcal{H}_S di Hilbert del sistema è costituito (is spanned) dai due stati ortonormali $|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$, mentre gli stati $|d_\uparrow\rangle$ e $|d_\downarrow\rangle$ descrivono l' \mathcal{H}_D del rivelatore. Lo spazio \mathcal{H}_D è il minimo necessario per registrare le possibili uscite. Si può

progettare un rivelatore quantistico (si veda la figura 1) che emetta un segnale (“clicks”) solo quando lo spin è nello stato $|\uparrow\rangle$, cioè

$$|\uparrow\rangle |d_\downarrow\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle |d_\uparrow\rangle \quad (2)$$

e che rimanga indisturbato altrimenti (Zeh 1970, Wigner, 1963, Scully et al. 1989).

Assumerò, che prima dell’interazione, il sistema sia in un puro stato $|\psi_\mathfrak{S}\rangle$ dato da

$$|\psi_\mathfrak{S}\rangle = \alpha |\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle, \quad (3)$$

con i coefficienti complessi che soddisfano la relazione $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Il sistema complessivo inizia come

$$|\Phi^j\rangle = |\psi_\mathfrak{S}\rangle |d_\downarrow\rangle. \quad (4)$$

L’interazione ha luogo con l’evoluzione di $|\Phi^j\rangle$ nello stato correlato $|\Phi^c\rangle$:

$$|\Phi^j\rangle = (\alpha |\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle) |d_\downarrow\rangle \Rightarrow \alpha |\uparrow\rangle |d_\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle |d_\downarrow\rangle = |\Phi^c\rangle. \quad (5)$$

Questo primo stadio, essenziale e non controverso, può essere realizzato attraverso l’equazione di Schrödinger con una opportuna interazione. Ci si potrebbe limitare a fermarci nella discussione sulla misura all’equazione (5). Dopotutto, il vettore di stato correlato $|\Phi^c\rangle$ implica che, se il rivelatore è visto nello stato $|d_\uparrow\rangle$, si è garantiti che il sistema si trovi nello stato $|\uparrow\rangle$. Perché chiediamo di più?

La ragione della nostra insoddisfazione nei confronti di $|\Phi^c\rangle$ come descrizione di una misura completa è semplice e fondamentale: nel mondo reale, anche quando non conosciamo gli esiti di una misura, conosciamo le alternative possibili e possiamo agire con sicurezza come se una sola di quelle alternative si sia verificata. Come vedremo nella prossima sezione, questa assunzione non solo non è sicura, ma è semplicemente sbagliata per il sistema descritto da $|\Phi^c\rangle$.

Come può un osservatore (che non ha ancora guardato il rivelatore) esprimere la sua ignoranza sulle uscite senza rinunciare alla sua certezza sul “menu” delle possibilità? La teoria quantistica fornisce lo strumento formalmente corretto per questo: si usa una matrice densità per descrivere la distribuzione di probabilità delle uscite alternative.

Von Neumann era consapevole di questi problemi. Infatti, ammise (1932) che, in aggiunta dell’evoluzione unitaria data dall’equazione (1), vi dovesse essere un “processo 1” ad hoc - una riduzione non unitaria del vettore di stato - che avrebbe condotto lo stato puro correlato $|\Phi^c\rangle$ ad una appropriata mescolanza; questo processo rende le uscite indipendenti l’una dall’altra, prendendo la matrice densità dello stato puro:

$$\begin{aligned} \rho^c = |\Phi^c\rangle \langle \Phi^c| = & |\alpha|^2 |\uparrow\rangle \langle \uparrow| |d_\uparrow\rangle \langle d_\uparrow| + \alpha\beta^* |\uparrow\rangle \langle \downarrow| |d_\uparrow\rangle \langle d_\downarrow| + \\ & + \alpha^*\beta |\downarrow\rangle \langle \uparrow| |d_\downarrow\rangle \langle d_\uparrow| + |\beta|^2 |\downarrow\rangle \langle \downarrow| |d_\downarrow\rangle \langle d_\downarrow|, \end{aligned} \quad (6)$$

e cancellando i termini diagonali misti che esprimono le correlazioni puramente quantistiche (entanglement) la trasforma così nella matrice ridotta in cui emergono solo le correlazioni classiche:

$$\rho^r = |\alpha|^2 |\uparrow\rangle \langle \uparrow| |d_\uparrow\rangle \langle d_\uparrow| + |\beta|^2 |\downarrow\rangle \langle \downarrow| |d_\downarrow\rangle \langle d_\downarrow|. \quad (7)$$

Perché la matrice ridotta ρ^r è più facile da interpretare, come descrizione completa di una misura, di ρ^c ? Dopotutto, sia ρ^r che ρ^c contengono elementi diagonali uguali. Perciò entrambe le uscite sono ancora potenzialmente presenti. Se è così cosa abbiamo guadagnato - se abbiamo guadagnato qualcosa - introducendo un processo non unitario?

Il problema della base scelta: che cosa si misura?

Il vantaggio fondamentale di ρ^r rispetto ρ^c sta nel fatto che i suoi coefficienti possono essere interpretati come probabilità classiche. La matrice densità ρ^r può essere usata per descrivere gli stati escludentesi di un sistema composito spin-rivelatore che ha correlazioni classiche. Il processo - 1 di von Neumann ha uno scopo analogo al “confine” di Bohr, anche se il processo - 1 lascia in essere tutte le alternative. Anche quando sono assenti i termini diagonali misti, si può con tranquillità sostenere che l’apparato, come il sistema, è in uno stato definito, ma non noto e che la correlazione tra essi [apparato e sistemi] esiste ancora nella base scelta, definita dagli stati che appaiono sulla diagonale. Per la stessa ragione, le due metà di una moneta divisa, poste in due involucri sigillati, possono essere non note, ma correlate classicamente. Tenendo in mano un involucro non aperto, siamo sicuri che per la metà contiene o “testa” o “croce” (e non una sovrapposizione fra le due) e che il secondo involucro contiene l’alternativa mancante.

È impossibile, invece, interpretare ρ^c come una rappresentazione di questa “ignoranza classica”. In particolare anche l’insieme delle uscite alternative non è stabilito da ρ^c ! Questa circostanza può essere illustrata in un modo palese scegliendo $\alpha = -\beta = 1/\sqrt{2}$; in questo modo la matrice densità ρ^c è un operatore di proiezione costruito dagli stati correlati

$$|\Phi^C\rangle = (|\uparrow\rangle |d_\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle |d_\downarrow\rangle) / \sqrt{2} . \quad (8)$$

Questo stato è invariante rispetto a una rotazione delle basi; ad esempio invece degli auto stati $|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$ di $\hat{\sigma}_z$, possiamo riscrivere $|\Phi^C\rangle$ in funzione degli autostati di $\hat{\sigma}_x$:

$$|\odot\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) / \sqrt{2} , \quad (9a)$$

$$|\otimes\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle) / \sqrt{2} . \quad (9b)$$

Questa rappresentazione dà immediatamente

$$|\Phi^C\rangle = -(|\odot\rangle |d_\odot\rangle - |\otimes\rangle |d_\otimes\rangle) / \sqrt{2} , \quad (10)$$

dove

$$|d_{\odot}\rangle = (|d_{\uparrow}\rangle - |d_{\downarrow}\rangle) / \sqrt{2} \quad \text{e} \quad |d_{\otimes}\rangle = (|d_{\uparrow}\rangle + |d_{\downarrow}\rangle) / \sqrt{2} \quad (11)$$

sono, come conseguenza del principio di sovrapposizione, stati perfettamente legali nello spazio di Hilbert del rivelatore quantistico. Perciò la matrice densità

$$\rho^c = |\Phi^C\rangle\langle\Phi^C|$$

può avere molti (in realtà, infiniti) stati differenti di sottosistemi sulla diagonale.

La libertà di scegliere una base non dovrebbe essere una sorpresa. Ad eccezione della notazione, il vettore di stato $|\Phi^C\rangle$ è la stessa cosa della funzione d'onda di un coppia di sistemi di spin-1/2 massimamente correlati (intrecciati, entangled,) nella versione di David Bohm (1951) del paradosso di Einstein-Poldosky-Rosen (EPR) (Einstein et al. 1935). E gli esperimenti, che mostrano che tali non separabili correlazioni quantistiche violano le disuguaglianze di Bell (1964), mettono in luce il seguente punto chiave: gli stati dei due spin in un sistema descritto da $|\Phi^C\rangle$ non sono solo ignoti, ma non possono in realtà esistere prima della misura "reale" (Aspect et al. 1981, 1982). Possiamo concludere che quando il rivelatore è quantistico, una sovrapposizione di registrazioni esiste ed è una registrazione di una sovrapposizione di uscite - uno stato estremamente non classico del problema.

Mancanza di informazione e decoerenza

L'evoluzione unitaria condanna un sistema quantistico chiuso alla "purezza". Tuttavia, se le uscite di una misura devono diventare eventi indipendenti, con conseguenze che possono essere esplorate separatamente, dobbiamo trovare il modo di disporre dell'eccesso di informazione e perciò permettere che ogni base ortogonale - ogni evento potenziale e e la loro sovrapposizione - siano correlate. Nella sezione precedente la correlazione quantistica è stata esaminata da punto di vista del suo ruolo nell'acquisire informazione. Qui discuterò l'altro lato della storia: le correlazioni quantistiche possono anche disperdere informazione attraverso i gradi di libertà posseduti, che sono, in effetti, inaccessibili all'osservatore. Interazioni con gradi di libertà esterni al sistema - a cui ci riferiremo in modo sintetico come ambiente - offrono questa possibilità.

La riduzione del vettore di stato, $\rho^c \Rightarrow \rho^r$, diminuisce l'informazione utilizzabile dall'osservatore sul sistema composto $\mathfrak{S}\mathfrak{D}$. La perdita di informazione è necessaria se le uscite debbono diventare classiche e quindi utilizzabili per prevedere il futuro. L'effetto di questa perdita è di incrementare l'entropia $\mathcal{H} = -\text{Tr}\rho \lg \rho$ di una quantità

$$\Delta\mathcal{H} = \mathcal{H}(\rho^r) - \mathcal{H}(\rho^c) = - \left(|\alpha|^2 \lg |\alpha|^2 + |\beta|^2 \lg |\beta|^2 \right). \quad (12)$$

Per spiegare il processo della decoerenza indotta dall'ambiente, consideriamo un sistema \mathcal{S} , un rivelatore \mathcal{D} e un ambiente \mathcal{E} . L'ambiente è anch'esso un sistema quantistico. Seguendo il primo passo del processo di misura - stabilire una correlazione come quella mostrata nell'equazione (5) - l'ambiente interagisce e si correla con l'apparato:

$$\begin{aligned} |\Phi^C\rangle |\mathcal{E}_0\rangle &= (\alpha |\uparrow\rangle |d_\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle |d_\downarrow\rangle) |\mathcal{E}_0\rangle \Rightarrow \\ \alpha |\uparrow\rangle |d_\uparrow\rangle |\mathcal{E}_\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle |d_\downarrow\rangle |\mathcal{E}_\downarrow\rangle &= |\Psi\rangle . \end{aligned} \quad (13)$$

Lo stato finale della "catena di von Neumann" complessiva $\mathcal{SD}\mathcal{E}$ estende la correlazione oltre la coppia \mathcal{SD} . Quando gli stati dell'ambiente $|\mathcal{E}_i\rangle$, corrispondenti agli stati $|d_\uparrow\rangle$ e $|d_\downarrow\rangle$ del rivelatore, sono ortogonali $\langle \mathcal{E}_i | \mathcal{E}_{i'} \rangle = \delta_{ii'}$, la matrice densità della unione rivelatore sistema è ottenuta ignorando (trascurando) l'informazione degli incontrollati (e non noti) gradi di libertà:

$$\begin{aligned} \rho_{\mathcal{DS}} &= Tr_{\mathcal{E}} |\Psi\rangle \langle \Psi| = \sum_i \langle \mathcal{E}_i | \Psi \rangle \langle \Psi | \mathcal{E}_i \rangle = \\ &= |\alpha|^2 |\uparrow\rangle \langle \uparrow| |d_\uparrow\rangle \langle d_\uparrow| + |\beta|^2 |\downarrow\rangle \langle \downarrow| |d_\downarrow\rangle \langle d_\downarrow| = \rho^r . \end{aligned} \quad (14)$$

Il risultato è proprio la matrice densità ridotta cercata da von Neumann. Ora, in contrasto con la situazione descritta dalle equazioni (9)-(11), una sovrapposizione delle registrazioni degli stati del rivelatore non è più una registrazione della sovrapposizione dello stato del sistema. È emersa una base particolare per il rivelatore, a volte chiamata, per ovvi motivi la "base indicatore" (pointer basis). Inoltre l'abbiamo ottenuta - o almeno così appare - senza aver dovuto richiamare il processo - 1 non unitario di von Neumann o qualche cosa d'altro oltre l'evoluzione normale e unitaria di Schrödinger. La base migliore (preferred) del rivelatore - o, e ciò che importa, per ogni sistema quantistico aperto - è scelta dalla dinamica.

Non tutti gli aspetti di questo processo sono completamente chiari. È tuttavia certo che l'hamiltoniana dell'interazione ambiente-rivelatore gioca un ruolo decisivo. In particolare, quando l'interazione con l'ambiente diventa prevalente, l'auto spazio di ogni osservabile Λ , che commuta con l'hamiltoniana dell'interazione

$$[\Lambda, H_{int}] = 0 , \quad (15)$$

finisce invariabilmente sulla diagonale della matrice densità ridotta (Zurek 1981, 1982). Questa relazione di commutazione ha una semplice implicazione fisica: garantisce che l'osservabile indicatore Λ deve essere una costante del moto, una quantità che si conserva durante l'evoluzione generata dall'hamiltoniana dell'interazione. Così se il sistema è in un autostato di Λ , l'interazione con l'ambiente lo lascia indisturbato.

Nel mondo reale il diffondere (spreading) delle correlazioni quantistiche è praticamente inevitabile. Per esempio, quando nel corso della misura dello stato di un atomo di spin 1/2 (vedi fig. 1 b), un fotone è diffuso dall'atomo, mentre

sta viaggiando lungo una dei due percorsi alternativi, questa interazione deve risultare in una correlazione con l'ambiente e deve necessariamente portare ad una perdita della coerenza quantistica. La matrice densità della coppia SD deve perdere i suoi termini misti. Inoltre, dato che è impossibile catturare il fotone, questa perdita di coerenza deve essere irreversibile. Come vedremo più avanti, l'irreversibilità può anche sorgere da cause più comuni, statistiche: è notorio che l'ambiente possiede un grande numero di gradi di libertà, rendendo il recupero dell'informazione perduta tanto difficile quanto una traiettoria inversa nel gas di Boltzmann.

[Vedi in fondo all'articolo: *Dissonanza quantistica - una misura della quantumness*]

Decoerenza: quanto tempo è necessario?

Un modello trattabile di ambiente è fornito da un insieme di oscillatori armonici (Feynman and Vernon 1963, Dekker 1981, Caldeira and Legget 1983a, 1983b, 1985, Joos and Zeh 1985, Paz et al. 1993) o, in modo equivalente, da un campo quantistico (Unruh and Zurek 1989). Se è presente una particella, le eccitazioni del campo urteranno (scatter off) la particella. Le "ondulazioni" (ripples) risultanti costituiscono una registrazione della sua posizione, forma, orientazione, ecc. e, cosa molto importante la sua posizione istantanea e quindi la sua traiettoria.

Una barca che attraversa un lago in quiete o una pietra che cade in acqua lasciano una traccia analoga sulla superficie dell'acqua. La nostra visione si basa sulle perturbazioni lasciate dall'oggetto sullo stato preesistente del campo elettromagnetico. È, dunque, poco sorprendente, che una traccia sia lasciata quando due sistemi quantistici interagiscono, anche quando "nessuno li osserva" e anche quando il lago è in tempesta e pieno di onde preesistenti e il campo è pieno di eccitazioni - cioè quando l'ambiente è in equilibrio a una determinata definita temperatura. Lo stato iniziale "confuso" dell'ambiente rende difficile da decifrare la registrazione, ma non ne esclude l'esistenza.

Un esempio particolare di decoerenza - una particella in una posizione x interagente con un campo scalare φ (che può essere considerato come una collezione di oscillatori armonici) attraverso l'hamiltoniana

$$H_{int} = \epsilon x d\varphi/dt$$

è stato studiato estensivamente da molti autori, inclusi quelli citati. La conclusione è formulata facilmente nel cosiddetto "limite delle alte temperature", in cui solo gli effetti delle eccitazioni termiche del campo φ sono prese in considerazione e gli effetti delle fluttuazioni del vuoto del punto zero sono trascurate. In questo caso la matrice densità $\rho(x, x')$ della particella nella rappresentazione di posizione evolve secondo la "master equation"

$$\rho = \underbrace{\frac{i}{\hbar}[H, \rho]}_{\rho = -\text{FORCE} = \nabla V} - \underbrace{\gamma(v - i \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \right) \rho)}_{\rho = -\gamma p} - \underbrace{\frac{2m\gamma k_B T}{\hbar^2} (v - i)^2 \rho}_{\text{Classical Phase Space}}$$

dove H è l'hamiltoniana della particella (con il potenziale $V(x)$ modificato a causa di H_{int}), γ è la velocità di rilassamento, k_B la costante di Boltzmann e T la temperatura del campo. L'equazione (17) si ottiene risolvendo prima esattamente l'equazione di Schrödinger per la particella più il campo e poi introducendo i gradi di libertà del campo.

Non analizzeremo l'equazione (17) nei particolari, ma vogliamo sottolineare che essa si divide naturalmente in tre termini, ciascuno responsabile per i differenti aspetti del comportamento classico. Il primo termine - l'equazione di von Neumann (che può essere derivata dall'equazione di Schrödinger) - genera l'evoluzione classica reversibile del valore di aspettazione di ogni osservabile che ha una controparte classica regardless della forma di ρ (teorema di Eherenfest). Il secondo termine causa la dissipazione; la velocità di rilassamento $\gamma = \eta/2m$ è proporzionale alla viscosità $\eta = \epsilon^2/2$, dovuta all'interazione con il campo scalare. Questa interazione determina una diminuzione del momento e la perdita di energia. Anche l'ultimo termine ha una controparte classica: è responsabile delle fluttuazioni o "calci" (kicks) casuali, che portano al moto browniano; lo esamineremo nei particolari nella prossima sezione.



Figure 2. A "Schrödinger Cut" State or a Coherent Superposition
 This cut state $\psi(x)$, the coherent superposition of two Gaussian wave packets of Equation (18), could describe a particle in a superposition of locations inside a Stern-Gerlach apparatus (see Figure 1) or the state that develops in the course of a double-slit experiment. The phase between the two components has been chosen to be zero.

Figura 2

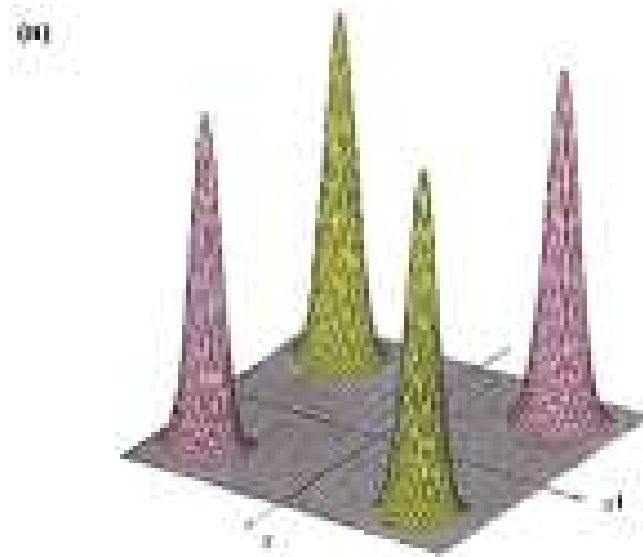
Uno stato “gatto di Schrödinger” ovvero una sovrapposizione coerente

Questo stato gatto $\varphi(x)$, la sovrapposizione coerente di due pacchetti d’onda gaussiani che hanno come equazione la (18), descrive una particella in una sovrapposizione di posizioni entro un apparato di Stern-Gerlach (fig. 1) ovvero lo stato che si ha nel corso di un esperimento con le due fenditure. Si è attribuito il valore zero alla fase delle due componenti.

Per i nostri scopi, l’effetto dell’ultimo termine sulla sovrapposizione quantistica è di grande interesse. Mostriamo che esso distrugge la coerenza quantistica, eliminando i termini misti responsabili della correlazione quantistica tra parti spazialmente separate del pacchetto d’onda. Esso è perciò responsabile della struttura classica dello spazio delle fasi, poiché muta la sovrapposizione in una mescolanza di pacchetti d’onda localizzati, che, al limite classico, diventano i comuni punti dello spazio delle fasi. Questo effetto si può evidenziare nel modo migliore con un esempio. Consideriamo gli stati “gatto”, mostrati nella figura (2), dove la funzione d’onda di una particella è data da una sovrapposizione coerente di due gaussiane $\varphi(x) = (\chi^+(x) + \chi^-(x))$, con

$$\chi^\pm(x) = \langle x | \pm \rangle \sim \exp \left[-\frac{(x \pm \frac{\Delta x}{2})^2}{4\delta^2} \right]. \quad (18)$$

Nel caso in cui la separazione sia ampia ($\Delta x \gg \delta$), la matrice densità corrispondente $\rho(x, x') = \varphi(x)\varphi^*(x')$ ha quattro picchi: due sulla diagonale principale, definita da $x = x'$, e due sull’altra diagonale in cui x e x' sono differenti (fig. 3a).



La coerenza quantistica è dovuta ai picchi sulla diagonale secondaria. Allo scomparire di questi picchi, compare la posizione come un base preferita approssimata.

Figure 3. Evolution of the Density Matrix for the Schrödinger Cat State in Figure 2
 (a) This plot shows the density matrix for the cat state in Figure 2 in the position representation $\rho(x, x') = \psi(x)\psi^*(x')$. The peaks near the diagonal (green) correspond to the two possible locations of the particle. The peaks away from the diagonal (red) are due to quantum coherence. Their existence and size demonstrate that the particle is not in either of the two approximate locations but in a coherent superposition of them. (b) Environment-induced decoherence causes decay of the off-diagonal terms of $\rho(x, x')$. Here, the density matrix in (a) has partially decohered. Further decoherence would result in a density matrix with diagonal peaks only. It can then be regarded as a classical probability distribution with an equal probability of finding the particle in either of the locations corresponding to the Gaussian wave packets.

L'ultimo termine dell'equazione (17), che è proporzionale a $(x - x')^2$, ha un piccolo effetto sui picchi diagonali. Ha un grande effetto invece sui picchi della diagonale secondaria, per cui $(x - x')^2$ è approssimativamente il quadrato della separazione $(\Delta x)^2$.

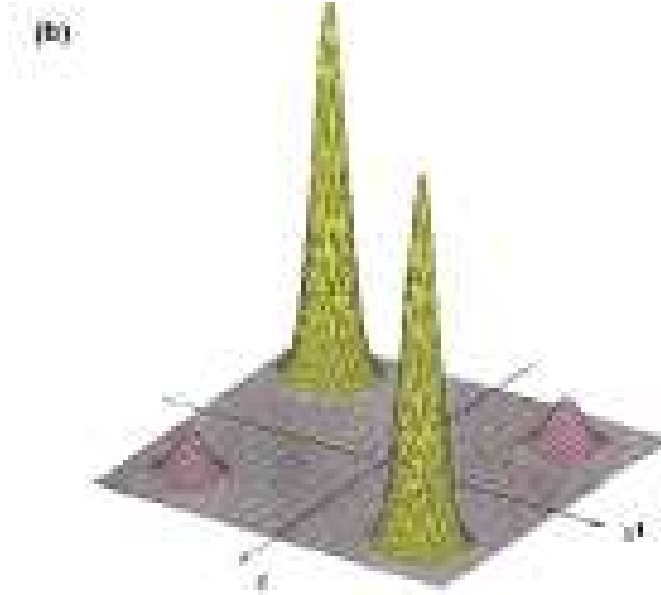


Figura 3

L'evoluzione della matrice densità per lo stato gatto di Schrödinger della figura 2

(a) Questo grafico mostra la matrice densità per lo stato gatto della figura 2 nella rappresentazione della posizione $\rho(x, x') = \varphi(x)\varphi^*(x')$. I picchi vicini alla diagonale (verdi) corrispondono alle due possibili localizzazioni della particella. I picchi lontani dalla diagonale (rossi) sono dovuti alla coerenza quantistica. La loro esistenza e dimensione dimostra che la particella non è in una delle due localizzazioni approssimate, ma in una sovrapposizione coerente delle due.

(b) La decoerenza indotta dall'ambiente produce la diminuzione dei termini al di fuori della diagonale. Qui la densità della matrice ha subito una parziale decoerenza. Una ulteriore decoerenza darebbe luogo ad una matrice densità con i soli picchi diagonali. Essa può essere considerata come una distribuzione di probabilità classica con uguali probabilità di trovare la particella in una delle localizzazioni che corrispondono ai pacchetti d'onda gaussiani.

In particolare, produce la riduzione dei picchi misti alla velocità $\frac{d}{dt}(\rho^{+-}) \sim 2\gamma m k_B T / \hbar^2 (\Delta x)^2 \rho^{+-} = \tau_D^{-1} \rho^{+-}$. Ne consegue che la coerenza quantistica scompare con la scala del tempo di decoerenza (Zurek 1984)

$$\tau_D \cong \gamma^{-1} \left(\frac{\lambda_{dB}}{\Delta x} \right)^2 = \tau_R \left(\frac{\hbar}{\Delta x \sqrt{2m k_B T}} \right)^2, \quad (19)$$

dove $\lambda_{dB} = \hbar / (2m k_B T)^{1/2}$ è la lunghezza d'onda di de Broglie termica. Per oggetti macroscopici, il tempo di decoerenza τ_D è normalmente molto minore del tempo di rilassamento $\tau_R = \gamma^{-1}$.

Per un sistema alla temperatura di 300 K con la massa m uguale a 1 grammo e separazione $\Delta x = 1$ cm, il rapporto fra le scale dei due tempi è $\tau_D / \tau_R \sim 10^{-40}$! Quindi se la velocità di rilassamento fosse dell'ordine dell'età dell'Universo $\sim 10^{17}$ s, la decoerenza quantistica sarebbe distrutta in $\tau_D \sim 10^{-23}$ s.

Per sistemi microscopici, e in qualche caso anche per sistemi macroscopici, i tempi di decoerenza sono relativamente più lunghi. Per un elettrone ($m_e = 10^{-27}$ g), τ_D può essere molto più grande delle altre scale importanti su scala atomica e più grande delle scale delle distanze e delle energie.

Per una barra di Weber massiva, piccoli Δx ($\sim 10^{-17}$ cm) e temperature criogeniche eliminano la decoerenza. Tuttavia, la natura macroscopica dell'oggetto è certamente cruciale per facilitare la transizione dal comportamento quantistico a quello classico.

[Vedi in fondo all'articolo: *Esperimenti sulla decoerenza*]

Limite classico della dinamica quantistica

L'equazione di Schrödinger è stata dedotta dalla meccanica classica nella forma di Hamilton-Jacobi; non è quindi sorprendente che da essa derivino le equazioni classiche del moto quando \hbar può considerarsi trascurabile. Questo fatto, insieme al teorema di Ehrenfest, al principio di corrispondenza di Bohr, alla parentela dei commutatori con le parentesi classiche di Poisson, è parte delle conoscenze standard che si trovano nei manuali. Tuttavia per stabilire la corrispondenza tra la fisica quantistica e quella classica bisogna considerare *tanto* gli stati che le equazioni del moto. La meccanica quantistica è formulata nello spazio di Hilbert, che può essere piegato sia al pacchetto d'onda localizzato, con un sensato limite classico sia alla sovrapposizione più strana. Al contrario, la dinamica classica è sviluppata nello spazio delle fasi.

Per facilitare lo studio della transizione dal comportamento classico a quello quantistico, è conveniente impiegare la trasformazione di Wigner della funzione d'onda $\psi(x)$:

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipy/\hbar} \psi^* \left(x + \frac{y}{2} \right) \psi \left(x - \frac{y}{2} \right) dy \quad , \quad (20)$$

che fornisce lo stato quantico in funzione della posizione e del momento.

La distribuzione di Wigner $W(x, p)$ è reale, ma può essere negativa; non può, quindi, essere considerata come una distribuzione di probabilità. Tuttavia, una volta integrata su una delle variabili, fornisce la distribuzione di probabilità per l'altra, ad esempio $\int W(x, p) dp = |\psi(x)|^2$.

Per un pacchetto d'onda con il minimo di incertezza,

$$\psi(x) = \pi^{-1/4} \delta^{-1/2} \exp \left\{ - (x - x_0)^2 / 2\delta^2 + ip_0 x / \hbar \right\},$$

la distribuzione di Wigner è gaussiana sia in x che in p :

$$W(x, p) = \frac{1}{\pi \hbar} \exp \left\{ - \frac{(x - x_0)^2}{\delta^2} - \frac{(p - p_0)^2 \delta^2}{\hbar^2} \right\}. \quad (21)$$

Essa descrive un sistema che è localizzato sia in x che in p . Si osservi anche che quello che offre lo spazio di Hilbert è ciò che è più vicino all'approssimazione di un punto nello spazio delle fasi classico. La distribuzione di Wigner è facilmente generalizzabile al caso di una matrice densità generica $\rho(x, x')$:

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi \hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipy/\hbar} \rho \left(x - \frac{y}{2}, x + \frac{y}{2} \right) dy, \quad (22)$$

dove $\rho(x, x')$ è, ad esempio, la matrice densità ridotta discussa prima.

La natura di spazio delle fasi della trasformata di Wigner suggerisce una strategia per mettere in mostra il comportamento classico: quantunque $W(x, p)$ rappresenti una mescolanza di pacchetti d'onda - come nell'equazione (21) - può essere considerato come una distribuzione classica di probabilità nello spazio delle fasi. Tuttavia, quando lo stato sottostante è veramente quantistico, come la sovrapposizione della fig. 2, la corrispondente distribuzione di Wigner ha segni alterni - si veda la fig. 4a. Questa singola proprietà fa sì che sia impossibile considerarla come una distribuzione di probabilità nello spazio delle fasi.

Figure 4. Wigner Distributions and Their Decoherence for Coherent Superpositions
 (a) The Wigner distribution $W(x, p)$ is plotted as a function of x and p for the cat state of Figure 2. Note the two separate positive peaks as well as the oscillating interference terms in between them. This distribution cannot be regarded as a classical probability distribution in phase space because it has negative contributions.
 (b)-(e) Decoherence produces diffusion in the direction of the momenta. As a result, the negative and positive ripples of the interference terms in $W(x, p)$ diffuse into each other and cancel out. This process is almost instantaneous for open macroscopic systems. In the appropriate limit, the Wigner function has a classical structure in phase space and evolves in accord with the equations of classical dynamics. (a'-(e')) The analogous initial Wigner distribution and its evolution for a superposition of momenta are shown. The interference terms disappear more slowly on a time scale dictated by the dynamics of the system: Decoherence is caused by the environment coupling to (that is, monitoring) the position of the system—see Equation (19). So, for a superposition of momenta, it will start only after different velocities move the two peaks into different

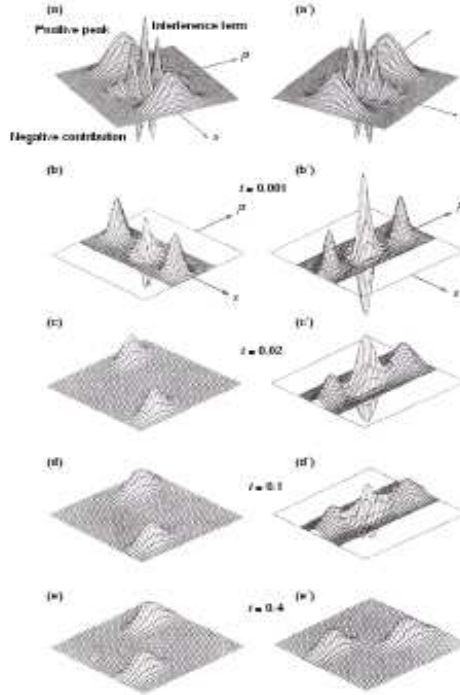


Figura 4

Le distribuzioni di Wigner e le loro decoerenze per sovrapposizioni coerenti

(a) La distribuzione di Wigner $W(x, p)$ è rappresentata in funzione di x e di p per lo stato gatto della fig. 2. Si osservino i due picchi positivi e i termini di interferenza, oscillanti fra i primi due. questa distribuzione non può essere considerata come una distribuzione di probabilità classica perché vi sono parti negative. (b)-(e) La decoerenza produce una diffusione nella direzione del momento. Di conseguenza le ondulazioni negative e positive dei termini di interferenza nella $W(x, p)$ diffondono le une nelle altre e si cancellano. Questo processo è quasi istantaneo per i sistemi macroscopici aperti. Nel limite appropriato, la funzione di Wigner ha una struttura classica nello spazio delle fasi ed evolve in accordo con le equazioni della dinamica classica.

(a')-(e') Sono mostrate l'analoga distribuzione di Wigner e l'analoga evoluzione per una sovrapposizione dei momenti.

I termini dovuti all'interferenza scompaiono più lentamente nella scala dei tempi dettata dalla dinamica del sistema: la decoerenza

è dovuta all'ambiente accoppiato, cioè rilevando la posizione del sistema (eq. 16). Così per una sovrapposizione dei momenti, essa comincerà solo dopo che le differenti velocità muoveranno i picchi in posizioni differenti.

La funzione di Wigner nella fig. 4a è

$$W(x, p) \sim \frac{W^+ + W^-}{2} + \frac{1}{\pi\hbar} \exp \left\{ -\frac{p^2 \delta^2}{\hbar^2} - \frac{x^2}{\delta^2} \right\} \cdot \cos \left(\frac{\Delta x}{\hbar} p \right), \quad (23)$$

dove le gaussiane W^+ e W^- sono le trasformate di Wigner dei pacchetti d'onda gaussiani χ^+ e χ^- . Se lo stato soggiacente è una mescolanza di χ^+ e χ^- invece che una sovrapposizione, la funzione di Wigner sarebbe stata descritta dalle stesse due gaussiane W^+ e W^- , ma non ci sarebbe il termine oscillante.

L'equazione del moto per $W(x, p)$ di una particella accoppiata con l'ambiente può essere ottenuta dall'eq. 17 per $\rho(x, x')$:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \underbrace{-\frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} W + \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial}{\partial p} W}_{\text{Liouville Equation}} + \underbrace{2\gamma \frac{\partial}{\partial p} p W}_{\text{Friction}} + \underbrace{D \frac{\partial^2 W}{\partial p^2}}_{\text{Decoherence}}, \quad (24)$$

dove V è il potenziale rinormalizzato e $D = 2m\gamma k_B T = \eta k_B T$. I tre termini di questa equazione corrispondono ai tre termini dell'eq. 17.

Il primo termine si identifica facilmente con la parentesi di Poisson classica $\{H, W\}$; cioè, se $\rho(x, p)$ è la familiare densità di probabilità classica nello spazio delle fasi, allora evolve secondo la:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial p} + \frac{\partial w}{\partial p} \frac{\partial H}{\partial x} = \{H, w\} = Lw \quad (25)$$

dove L sta per l'operatore di Liouville. Cioè, la dinamica classica nella forma di Liouville deriva dalla dinamica quantistica, almeno nel caso dell'oscillatore armonico, che è descritto in modo rigoroso dalle eq. 17 e 24. (Per potenziali $V(x)$ più generali le parentesi di Poisson devono avere correzioni quantistiche supplementari dell'ordine di \hbar). Il secondo termine dell'equazione 24 rappresenta l'attrito; l'ultimo termine ha origine dalla diffusione di $W(x, p)$ rispetto al momento con una velocità data da D .

[Vedi in fondo all'articolo: il crivello della prevedibilità]

Le equazioni classiche del moto sono elementi necessari, ma non sufficienti per ottenere il limite classico: dobbiamo ricavare anche la corretta struttura dello spazio della fasi classico, escludendo tutto eccetto della distribuzione di probabilità di pacchetti d'onda ben localizzati. L'ultimo termine dell'equazione 24 ha questo effetto sulla funzione non classica $W(x, p)$. Ad esempio, la funzione

di Wigner per la sovrapposizione di pacchetti d'onda spazialmente localizzati - figura 4a - è modulata sinusoidalmente nella coordinata momento, dovuta al termine oscillante $\cos\left(\frac{\Delta x}{\hbar}p\right)$. Questo termine, d'altronde, è un'autofunzione dell'operatore diffusione $\partial^2/\partial p^2$ nell'ultimo termine dell'equazione 24.

Ne risulta quindi che la modulazione è distrutta dalla diffusione con una rapidità

$$\tau_D^{-1} = -\frac{\dot{W}}{W} = \frac{\left(D\frac{\partial^2}{\partial p^2}W\right)}{W} = \frac{2m\gamma k_B T(\Delta x)^2}{\hbar^2} .$$

Le valli negative di $W(x,p)$ si riempiono con una scala dei tempi dell'ordine di τ_D e la distribuzione conserva solo due picchi, che ora corrispondono alle due alternative classiche - si vedano le figure dalla 4a alla 4e. La funzione di Wigner per la sovrapposizione dei momenti, mostrata nella figura 4a', subisce la decoerenza poiché la dinamica determina una differenza nelle velocità smorzando le oscillazioni nelle posizioni e dando di nuovo le due alternative classiche - si vedano le figure dalla 4b' alla 4e'.

Il rapporto fra le scale temporale della coerenza e del rilassamento dipende da \hbar^2/m - si veda l'eq. 19. Perciò quando m è grande e \hbar piccolo, τ_D può essere quasi zero - la decoerenza avviene quasi spontaneamente - mentre, allo stesso tempo, il moto di piccole chiazze (che corrispondono alla distribuzione di probabilità nello spazio classico delle fasi) in un potenziale continuo e derivabile diventa reversibile. Questa astrazione è responsabile della nostra fiducia nella meccanica classica, e, più in generale, per la nostra "fede" nella realtà classica.

La dimostrazione precedente dimostra che la decoerenza e la transizione dalla fisica quantistica alla classica (di solito considerata come qualcosa di esoterico) è una conseguenza inevitabile dell'immersione del sistema nell'ambiente. È vero: le nostre considerazioni sono fondate su un modello molto specifico - una particella in un bagno caldo di oscillatori armonici. Tuttavia questo è spesso un modello approssimato ragionevole di molti sistemi più complicati. Inoltre, le nostre conclusioni principali - come la relazione tra le scale temporali della decoerenza e del rilassamento nell'eq. 19 - non dipendono dalle particolarità del modello. Si può quindi sperare che la viscosità e il rilassamento risultante implicino sempre la decoerenza e che la transizione tra la fisica quantistica e quella classica possa avvenire sempre su una scala di tempi dell'ordine di quelli stimati sopra.

[Vedi in fondo all'articolo: caos quantistico e aspetti dello spazio delle fasi della corrispondenza quanto-classica]

Teoria quantistica della realtà classica

La realtà classica può essere definita in termini di sistemi classici che obbediscono alle leggi classiche. Nelle sezioni precedenti abbiamo visto come questa realtà emerga da un substrato quantistico: i sistemi quantistici aperti sono

forzati a andare su stati descritti da pacchetti d'onda localizzati. Essi obbediscono all'equazioni classiche del moto, sebbene abbiano termini di smorzamento e fluttuazioni di origine quantistica. Che cosa ancora dobbiamo spiegare?

Le discussioni, che riguardano l'interpretazione della fisica quantistica hanno avuto origine dal contrasto fra le previsioni dell'equazione di Schrödinger e le nostre percezioni. Concluderò perciò questo lavoro, ritornando alla sorgente del problema - la nostra coscienza di soluzioni (out-comes) definite. Se questi processi fossero sostanzialmente non fisici, non vi sarebbe nessuna speranza di esprimere e indirizzare il problema finale - perché noi percepiamo proprio una delle alternative quantistiche? - entro il contesto della fisica. In verità, uno potrebbe essere tentato di seguire Eugene Wigner (1961) e dare alla coscienza l'ultima parola per il collasso del vettore di stato. Io assumerò la posizione opposta. Cioè prenderò in esame l'idea che i processi mentali più alti siano tutti corrispondenti a ben definite, ma al presente poco conosciute, funzioni, che elaborano informazioni e che sono espresse da un sistema fisico, il nostro cervello.

Descritta in questa maniera la coscienza (la consapevolezza) diventa suscettibile di analisi fisica. In particolare il processo di decoerenza che abbiamo descritto interessa gli stati del cervello: osservabili importanti dei singoli neuroni, incluse le concentrazioni chimiche e i potenziali elettrici, sono macroscopiche. Essi seguono le equazioni classiche dissipative del moto. Ogni sovrapposizione quantistica degli stati dei neuroni, quindi, sarà distrutta troppo rapidamente per essere consapevole "della quantistica in gioco". La decoerenza, o più precisamente, la super selezione indotta dall'ambiente, si applica allo "stato della nostra mente".

Si potrebbe ancora chiedere perché le basi preferite dei neuroni diventano correlate con le osservabili classiche nell'universo familiare. Sarebbe, dopo tutto, molto più facile credere nella fisica quantistica, se potessimo ammaestrare i nostri sensi a percepire sovrapposizioni non classiche. Una ovvia ragione è che la selezione delle interazioni hamiltoniane utilizzabili è limitata e condiziona la scelta delle osservabili rilevabili. Tuttavia vi è un'altra ragione per questa focalizzazione sulla fisica classica che deve aver giocato un ruolo decisivo: i nostri sensi non si sono evoluti per verificare la meccanica quantistica. Si sono sviluppati, invece, in un processo in cui la sopravvivenza del più adatto ha giocato un ruolo centrale. Non vi è nessuna ragione evolutiva per la percezione quando non si può guadagnare nulla dalle previsioni. E, poiché la prevedibilità deve essere spiegata, solo gli stati quantici che abbiano una robusta decoerenza, e quindi in realtà classici, hanno conseguenze prevedibili. Infatti la realtà classica può essere considerata quasi come sinonimo di prevedibilità.

Vi sono pochi dubbi che il processo di decoerenza esaminato in questo lavoro sia un elemento importante del quadro centrale per comprendere la transizione tra il mondo quantistico e quello classico. La decoerenza distrugge la sovrapposizione. L'ambiente induce, in effetti, una regola di super selezione che impedisce che certe sovrapposizioni siano osservate. Solo gli stati che sopravvivono a questo processo possono diventare classici.

Vi sono dubbi ancora minori che questa linea di ricerca si estenderà in futu-

ro. Molto lavoro deve essere fatto sia dal punto di vista tecnico (come quello di studiare modelli più realistici che possano portare a ulteriori esperimenti) sia su problemi che richiedono nuove invenzioni teoriche (come definire ciò che costituisce un “sistema” o rispondere al problema di come un osservatore si adatta ad un quadro più grande).

La decoerenza è usata entro il quadro di due interpretazioni: può fornire una definizione dei rami nell’interpretazione a molti mondi di Everett, ma può anche delimitare il confine, che è centrale nel punto di vista di Bohr. E se vi è una lezione da trarre da quello che abbiamo visto sulla materia, è che l’informazione e il suo trasferimento gioca un ruolo centrale nell’universo quantistico.

Le scienze naturali sono state costruite su una assunzione tacita: si può acquisire informazione sull’universo senza cambiare il suo stato. L’ideale di una “scienza dura” era di essere oggettiva e dare una descrizione della realtà. L’informazione era considerata una cosa non fisica, eterea, una pura registrazione di un universo materiale tangibile, una riflessione non coerente, esistente oltre e essenzialmente indipendente dal campo governato dalle leggi della fisica. Questo punto di vista non è più sostenibile (Landauer 1991). La teoria quantistica ha messo fine al sogno laplaciano di un universo meccanico. L’osservatore di un fenomeno quantistico non può essere più un osservatore passivo. Le leggi quantistiche rendono impossibile ottenere informazione senza cambiare lo stato dell’oggetto misurato. La linea divisoria tra ciò che è e ciò che è noto è stata eliminata per sempre. Mentre aboliva questo confine, la teoria quantistica ha simultaneamente deprivato “l’osservatore consapevole” del monopolio dell’acquisizione dell’immagazzinamento dell’informazione: ogni correlazione è una registrazione, ogni stato quantistico è una registrazione di qualche altro stato quantistico.

Quando le correlazioni sono sufficientemente robuste, o la registrazione è sufficientemente indelebile, la familiare, classica “realtà oggettiva” emerge dal substrato quantistico. Ancora di più, anche una minima interazione con l’ambiente praticamente inevitabile per ogni oggetto macroscopico, può stabilire tale correlazione: l’ambiente, in effetti, misura lo stato dell’oggetto e questo è sufficiente a distruggere la coerenza quantistica. La decoerenza risultante gioca, perciò un ruolo fondamentale nel facilitare la transizione tra il mondo quantistico e quello classico.

Addendum

0.1 Decoerenza nel processo dell’informazione quantistica

Molto di ciò che è stato scritto nell’introduzione è ancora valido. Uno sviluppo importante è stato l’aumento dell’evidenza sperimentale del principio di sovrapposizione quantistica in vari contesti: gli esperimenti spettacolari sulla doppia

fenditura, che mostrano l'interferenza dei fullereni (Arndt et al. 1999), lo studio della sovrapposizione nelle giunzioni Josephson (Mooij et al. 1999, Friedman et al. 2000), l'implementazione dei "gatti" di Schrödinger nell'interferometria atomica (Chapman et al. 1995, Pfau et al. 1994), le trappole ioniche (Moore et al. 1996), le cavità a microonde (Brune et al. 1996). Oltre a confermare il principio di sovrapposizione e altri aspetti esotici della teoria quantistica (come l'entanglement) in nuovi campi, questi esperimenti permettono - come vedremo più avanti - ricerche controllate sulla decoerenza.

Un altro cambiamento importante che influenza la percezione del territorio di confine tra il quantistico e il classico è l'esplosione dell'interesse sulla informatica quantistica e il calcolo. Sebbene i computer quantistici siano già stati presi in esame negli anni ottanta del novecento, la natura dell'interesse è cambiato da quando Peter Shor ha inventato il suo algoritmo di fattorizzazione. Progressi teorici impressionanti, inclusa la correzione di errori quantistici e la computazione resilient quantum, sono stati prontamente seguiti da esperimenti sempre più avanzati. Il principio di sovrapposizione, una volta fonte di grattacapi per l'interpretazione della teoria quantistica, è diventato un articolo di fede nella scienza emergente dell'elaborazione dell'informazione quantistica. Questo ultimo sviluppo verrà discusso altrove.

L'applicazione della fisica quantistica all'informazione ha anche trasformato la natura dell'interesse per il processo di decoerenza: al tempo della mia rassegna originaria (1991), la decoerenza era una soluzione del problema dell'interpretazione - un meccanismo per imporre de facto la classicità finale ai sistemi quantistici. Nell'elaborazione dell'informatica quantistica, la decoerenza ha due ruoli. Prima di tutto, essa è una minaccia alla *quantumness* dell'informazione quantistica. Essa elimina il principio di sovrapposizione quantistico e quindi trasporta il computer quantistico in un computer classico (al meglio), negando il potere potenziale della *quantumness* degli algoritmi. Ma la decoerenza è anche un ingrediente necessario (sebbene spesso preso per garantito) nell'elaborazione dell'informazione quantistica, che deve, dopo tutto, finire in una "misura".

Il ruolo della misura è quello di convertire gli stati e le correlazioni quantistiche [con la loro caratteristica malleabilità e nebulosità (indefiniteness and malleability)] in uscite classiche e definite. La decoerenza porta alla superselezione indotta dall'ambiente (autoselezione einselection) che giustifica l'esistenza di stati puntatori preferiti. Ci rende capaci di tracciare un confine effettivo tra mondo classico e quantistico in termini chiari, che non si richiama al "collasso della funzione d'onda" o altri simili *deus ex machina*.

0.2 Dissonanza quantistica - una misura della quantumness

Il contrasto tra le matrici densità nelle equazioni 6 e 7 è netto e ovvio. In particolare, l'entanglement tra il sistema e il rivelatore in ρ^c è ovviamente quantistico - i sistemi classici non possono essere intrecciati (entangled). Le ragioni contro l'interpretazione come "ignoranza" di ρ^c sono ancora valide. Tuttavia ci piacerebbe avere una misura quantitativa di quanto vi è di classico (e quanto di quantistico) nella correlazione fra stati rappresentati da una generica matrice densità. Una misura simile della quantumness della correlazione è stata introdotta recentemente (Ollivier and Zurek 2002). Essa è nota come dissonanza quantistica (quantum discord). Delle diverse definizioni, strettamente collegate, ne sceglieremo la più facile da spiegare. È basata sulla informazione mutua - una misura teorico informatica di quanto sia più facile per essa descrivere lo stato di una coppia di oggetti congiunti (\mathcal{S}, \mathcal{D}) piuttosto che separati. Una formula per l'informazione mutua $\mathcal{J}(\mathcal{S} : \mathcal{D})$ è

$$\mathcal{J}(\mathcal{S} : \mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{S}) + \mathcal{H}(\mathcal{D}) - \mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) ,$$

dove $\mathcal{H}(\mathcal{S})$ e $\mathcal{H}(\mathcal{D})$ sono le entropie di \mathcal{S} e di \mathcal{D} e $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ è l'entropia dei due uniti (joint entropy of two). Quando \mathcal{S} e \mathcal{D} non sono correlati (statisticamente indipendenti)

$$\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{S}) + \mathcal{H}(\mathcal{D})$$

e $\mathcal{J}(\mathcal{S} : \mathcal{D}) = 0$. Se c'è, invece, una correlazione classica perfetta tra loro (per esempio, due copie dello stesso libro) è $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{S}) = \mathcal{H}(\mathcal{D}) = \mathcal{J}(\mathcal{S} : \mathcal{D})$. Una correlazione classica perfetta implica che, quando conosciamo tutto di uno, conosciamo tutto dell'altro e si annulla l'entropia condizionale $\mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})$ (la misura dell'incertezza su \mathcal{S} , una volta noto lo stato \mathcal{D}). Infatti, classicamente, l'entropia congiunta $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ può essere decomposta sempre in $\mathcal{H}(\mathcal{D})$, che misura la mancanza di informazione su \mathcal{D} e l'entropia condizionale $\mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})$. L'informazione su \mathcal{S} è ancora mancante anche quando lo stato \mathcal{D} è stato determinato: $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{D}) + \mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})$. Questa espressione per l'entropia congiunta suggerisce un'ovvia riscrittura della precedente definizione di informazione mutua in una forma classicamente identica, cioè:

$$\mathcal{J}(\mathcal{S} : \mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{S}) + \mathcal{H}(\mathcal{D}) - (\mathcal{H}(\mathcal{D}) + \mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})) .$$

Qui ci siamo astenuti dalla ovvia (e perfettamente giustificata dal punto di vista classico) semplificazione per enfatizzare la caratteristica centrale della quantumness: nella fisica quantistica, lo stato collassa in uno dei due autostati dell'osservabile misurabile.

Quindi uno stato di un oggetto è ridefinito dalla misura. Così l'entropia congiunta può essere definita in termini di entropia condizionale solo dopo che la misura usata, diciamo, per ottenere \mathcal{D} è stata effettuata. In questo caso

$$\mathcal{H}_{|d_k}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) = (\mathcal{H}(\mathcal{D}) + \mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})_{|d_k}) .$$

Questo tipo di entropia congiunta esprime l'ignoranza sulla coppia $(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ dopo che è stato misurato, sullo stato \mathcal{D} , l'osservabile nell'autostato $\{|d_k\rangle\}$. Gli stati di oggetti classici - o correlazioni classiche - sono "oggettive": esse esistono indipendentemente dalla misura. Quindi quando vi è una base $\{|\hat{d}_k\rangle\}$ tale che la minima dissonanza calcolata per questa base si annulla

$$\hat{\delta}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) = \min_{\{|d_k\rangle\}} (\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) - (\mathcal{H}(\mathcal{D}) + \mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})_{|d_k\rangle})) = 0$$

la correlazione può essere considerata effettivamente classica (o più precisamente "accessibile classicamente tramite \mathcal{D} "). Si può allora far vedere che vi è un insieme di probabilità associate con le basi $|d_k\rangle$ che possono essere trattate classicamente. È facile vedere che, quando \mathcal{S} e \mathcal{D} sono intrecciati (per esempio, $\rho^c = |\phi^c\rangle\langle\phi^c|$) allora $\hat{\delta} > 0$ in tutte le basi. Se, invece, consideriamo ρ^r la dissonanza scompare nelle basi $\{|d_\uparrow\rangle, |d_\downarrow\rangle\}$ in modo tale che la correlazione sottostante risulta effettivamente classica.

È importante mettere in rilievo che la dissonanza quantistica non è solo un'altra misura dell'entanglement, ma una misura genuina della quantumness della correlazione. In situazioni che coinvolgono misure e decoerenza, la quantumness scompare per un insieme di stati preferiti che sono effettivamente classici e che servono come indicatori di basi indicatrici, che come vedremo, emergono come risultato della decoerenza e della autoselezione.

0.3 Esperimenti sulla decoerenza

Un gran lavoro sulla master equation e la sua derivazione in differenti contesti è stata fatta fin dal 1991, ma, in effetti la maggior parte dei risultati descritti sopra è rimasta. Un riassunto si può trovare in Paz e Wojciech Zurek (2001) e una discussione sulle riserve alle semplici conclusioni che riguardano la velocità della decoerenza sono in Anglin et al. (1997).

Forse gli sviluppi più importanti sullo studio della decoerenza sono avvenuti sul fronte sperimentale. Nel passato decennio, sono stati eseguiti diversi esperimenti che hanno mostrato la decoerenza in vari sistemi. In particolare, Michel Brune, Serge Haroche, Jean-Michel Raimond con i loro collaboratori all'École Normale Supérieure a Parigi (Brune et al. 1996, Haroche, 1998) hanno sviluppato una serie di esperimenti in una cavità a microonde, in cui hanno manipolato campi elettromagnetici in sovrapposizioni simili a quella del gatto di Schrödinger usando atomi di rubidio. Essi hanno verificato la perdita successiva della coerenza quantistica. Questi esperimenti hanno confermato i principi di base della teoria della decoerenza. Dopo di allora, i ricercatori francesi hanno applicato la stessa tecnica per implementare varie versioni di procedure di informatica quantistica. Essi stanno procedendo a migliorare la loro strumentazione per produrre gatti di Schrödinger "più grossi e migliori" per studiarne la decoerenza.

Poco dopo, Wineland, Monroe e coautori (Turchette et al. 2000) hanno usato trappole ioniche (introdotte per implementare una parte di un progetto di un computer quantistico) per studiare la decoerenza di ioni dovuta alla radiazione. Di nuovo, la teoria è stata confermata, facendo progredire lo status della decoerenza sia come ingrediente chiave della spiegazione della classicità emergente che come strada per il calcolo quantistico. Oltre a questi sviluppi, che provano vari aspetti della decoerenza indotta da un “grande ambiente”, reale o simulato, Pritchard e coautori al Massachusetts Institute of Technology hanno eseguito una bellissima sequenza di esperimenti usando l’interferometria atomica per studiare il ruolo del trasferimento dell’informazione tra atomi e fotoni (Kokorowski et al. 2001 e altri lavori lì citati). Infine, “esperimenti analoghi”, che simulavano il comportamento dell’equazione di Schrödinger in ottica (Cheng and Rayner 1999) hanno esplorato angoli, altrimenti difficilmente accessibili, dei parametri spaziali.

In aggiunta a questi esperimenti, sostanzialmente mesoscopici, sulla decoerenza del gatto di Schrödinger, progetti di “gatti” più fondamentali (ad esempio, specchi in sovrapposizioni di stati quantistici) sono stati studiati in diversi laboratori.

0.4 Il crivello della prevedibilità

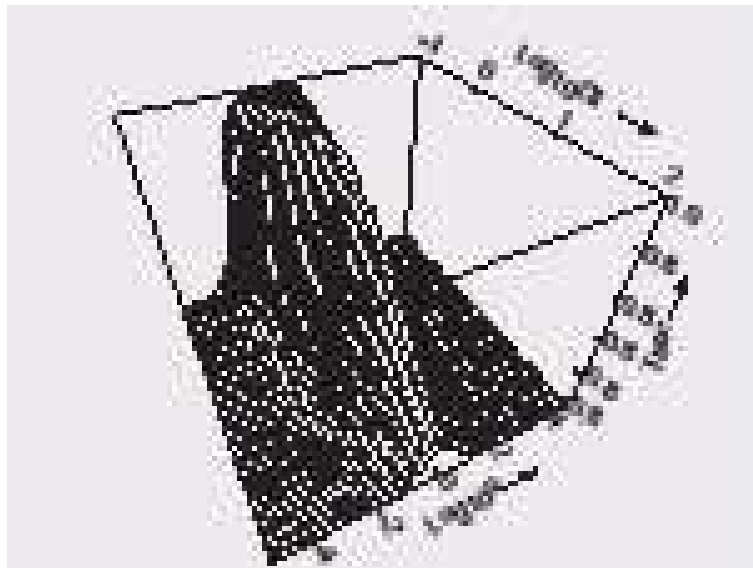


Figure A. The Predictability Sieve for the Underdamped Harmonic Oscillator. One measure of predictability is the so-called purity $\text{Tr}\rho^2$, which is plotted as a function of time for mixtures of minimum uncertainty wave packets in an underdamped harmonic oscillator with $\gamma/\omega = 10^{-2}$. The wave packets start with different squeeze parameters s . $\text{Tr}\rho^2$ serves as a measure of the purity of the reduced density matrix ρ . The predictability sieve favors coherent states ($s = 1$), which have the shape of a ground state, that is, the same spread in position and momentum when measured in units natural for the harmonic oscillator. Because they are the most predictable (more than the energy eigenstates), they are expected to play the crucial role of the pointer basis in the transition from quantum to classical.

Figura A

Il crivello di prevedibilità per un oscillatore armonico sotto smorzato

Una misura della prevedibilità è la cosiddetta purezza, $\text{Tr}\rho^2$, che è designata in funzione del tempo per una miscela di pacchetti d'onda

di incertezza minima per un oscillatore armonico sotto smorzato con $\gamma/\omega = 10^{-4}$. I pacchetti d'onda iniziano con parametri s di schiacciamento (squeeze) diversi. $\text{Tr}\rho^2$ serve come misura di purezza della matrice densità ridotta ρ . Il crivello di prevedibilità favorisce stati coerenti ($s = 1$), aventi la stessa forma dello stato fondamentale, cioè la stessa dispersione in posizione e momento, misurate in unità fondamentali per l'oscillatore armonico. Poiché essi sono i più prevedibili (più degli auto stati dell'energia) ci si aspetta che giochino il ruolo cruciale di basi indicatrici nella transizione quanto classica.

Dal 1991, la comprensione dell'emergere degli stati puntatori preferiti durante il processo di decoerenza ha subito un notevole progresso. Forse lo sviluppo più importante è stato il crivello della prevedibilità (Zurek 1993, Zurek et al. 1993) una definizione generale di stati puntatori che rimane valida anche quando l'interazione con l'hamiltoniana dell'ambiente non domina sulla hamiltoniana del sistema. Il crivello della prevedibilità si sposta attraverso lo spazio di Hilbert di un sistema che interagisce con l'ambiente e seleziona stati che sono molto prevedibili. I motivi del crivello della prevedibilità derivano dall'osservazione che gli eventi classici esistono e evolvono in modo prevedibile. Perciò, selezionare stati quantici che mantengono la prevedibilità malgrado l'accoppiamento con l'ambiente è una ovvia strategia per la ricerca della classicità. Per implementare il crivello della prevedibilità, immaginiamo una lista (infinita e continua) di tutti gli stati puri $|\psi\rangle$ dello spazio di Hilbert del sistema in esame. Ognuno di questi stati evolve, dopo un tempo t , in una matrice densità $\rho_{|\psi\rangle}(t)$. Se il sistema fosse isolato, tutte le matrici densità avrebbero la forma $\rho_{|\psi\rangle}(t) = |\psi\rangle\langle\psi|$ degli operatori di proiezione, dove $|\psi\rangle$ è un'opportuna soluzione dell'equazione di Schrödinger. Ma quando il sistema si accoppia con l'ambiente (cioè se il sistema è "aperto"), $\rho_{|\psi\rangle}(t)$ è mista (truly mixed) e ha un'entropia di von Neumann non nulla. Così, si può calcolare $\mathcal{H}(\rho_{|\psi\rangle}(t)) = -\text{Tr}\rho_{|\psi\rangle}(t)\log\rho_{|\psi\rangle}(t)$, che perciò definisce un funzionale sullo spazio di Hilbert \mathcal{H}_S del sistema, $|\psi\rangle \rightarrow \mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$.

Un ovvia maniera per cercare gli stati prevedibili, effettivamente classici è quella di individuare un sottoinsieme di tutti $\{|\psi\rangle\}$ che minimizzi $\mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$ dopo un certo intervallo di tempo, sufficientemente lungo. Quando questi stati puntatori preferiti esistono, sono ben definiti (cioè, il minimo dell'entropia $\mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$ per gli stati puntatori è significativamente diverso dal valore medio) e sono ragionevolmente stabili (cioè, dopo l'iniziale tempo di decoerenza, l'insieme dei stati preferiti è ragionevolmente insensibile al valore preciso di t), si possono considerare buoni candidati per il dominio classico. La figura A mostra l'implementazione della strategia del crivello di sensibilità che usa una misura differente, più semplice della prevedibilità - la purezza ($\text{Tr}\rho^2$)- invece dell'entropia di von Neumann, molto più difficile da calcolare.

0.5 Caos quantistico e aspetti dello spazio delle fasi della corrispondenza quanto-classica

La meccanica classica “si svolge” nello spazio delle fasi. È perciò importante mostrare che la teoria quantistica può - tramite la decoerenza - può riprodurre le strutture di base dello spazio delle fasi classico e che può rivaleggiare con la dinamica classica. Il ragionamento introdotto nel mio lavoro iniziale (1991) è stato ampiamente confermato da diversi contributi.

L'idealizzazione cruciale che gioca un ruolo chiave nella fisica classica è il “punto”. A causa del principio di Heisenberg, $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$, la teoria quantistica non ammette stati con Δx e Δp simultaneamente nulli. Tuttavia, come gli studi sul crivello di prevedibilità hanno dimostrato, in molte situazioni importanti per il limite classico della dinamica quantistica, ci si può aspettare che la decoerenza selezioni stati puntatori che sono localizzati sia in Δx che in Δp , che è un pacchetto d'onda con incertezza minima. In effetti, questi pacchetti d'onda sono la versione quantistica del punto, che appare in modo naturale nell'oscillatore armonico smorzato accoppiato debolmente con l'ambiente (Zurek et al. 1993, Gallis 1996). Questi risultati sono anche importanti per la transizione quanto classica in un contesto della teoria dei campi (Anglin and Zurek 1996) tenendo presente che il tipo di stati selezionati sarà differente per i campi bosonici e fermionici, perché bosoni e fermioni tendono ad accoppiarsi in modo differente con l'ambiente. Infine, in opportune circostanze, l'autoselezione può scegliere anche un singolo autostato dell'energia dell'hamiltoniana del sistema, che giustifica in parte la percezione dei “salti quantici” (Paz and Zurek 1999).

Il caos quantistico fornisce un campo interessante per la discussione della corrispondenza quanto classica. Si può iniziare osservando che l'evoluzione classica e quella quantistica, partendo dalle stesse condizioni iniziali, porta a ritratti assai differenti dello spazio delle fasi. Il quadro quantistico dello spazio delle fasi dipende dalla particolare rappresentazione usata, ma vi sono delle buone ragioni per favorire la distribuzione di Wigner. Ricerche che usano la distribuzione di Wigner indicano che nel momento in cui è persa la corrispondenza quanto classica nella dinamica caotica, anche le medie calcolate usando le proprietà degli stati quantistici e classici incominciano ad essere diverse (Karkuszewski et al. 2002).

La decoerenza sembra molto efficace nel ristabilire la corrispondenza. Questo punto, dimostrato quasi un decennio fa (Zurek and Paz 1994, 1995), è stato da allora ampiamente confermato da evidenze numeriche (Habib et al. 1998). Fondamentalmente, la decoerenza elimina l'interferenza su piccola scala, accompagnando il rapido sviluppo della coerenza su larga scala nella versione quantistica di sistemi caotici classici (si veda la figura a). Questa conclusione era aspettata. Affinché valga la corrispondenza quanto classica, la lunghezza di coerenza ℓ_c dello stato quantistico deve soddisfare la seguente disuguaglianza $\ell_c = \hbar / (2D\lambda)^{1/2} \ll \chi$, dove λ è l'esponente di Lyapunov, D è il solito coeffi-

ciente che descrive la velocità di decoerenza e χ è la scala per cui il potenziale $V(x)$ è significativamente non lineare:

$$\chi \cong \sqrt{\frac{V'}{V'''}} .$$

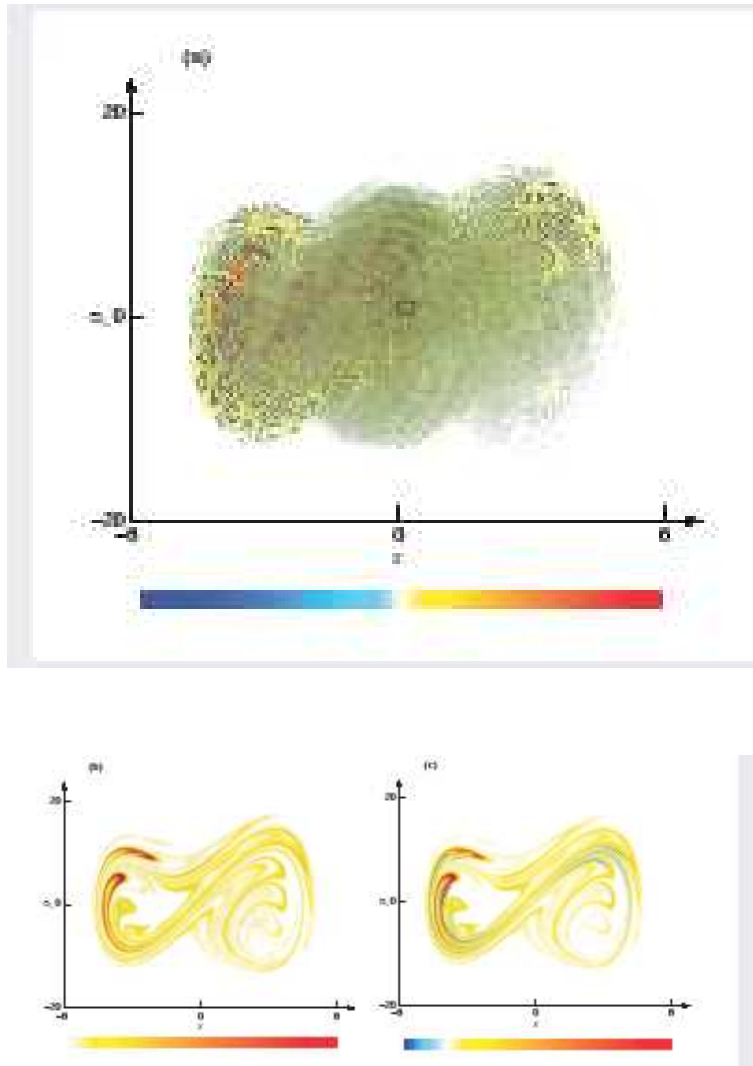


Figura A. Decoerenza in un sistema caotico condotto doppiamente bene (chaotic driven double-well system)

Questo studio numerico (Habib et al. 1998) di un sistema caotico condotto doppiamente bene descritto da una hamiltoniana $H = p^2/2m - Ax^2 + Bx^4 + Fx\cos(\omega t)$, con $m = 1$, $A = 10$, $B = 0.5$, $F = 10$ e $\omega = 6.07$ mostra la realtà della decoerenza nella transizione quanto classica. Questi parametri sono in un sistema caotico classico con esponente di Lyapunov $\lambda \simeq 0.5$. Le tre immagini prese dopo 8 periodi della forza trascinante mostrano la distribuzione dello spazio delle fasi (a) nel caso quantistico, (b) nel caso classico e (c) nel caso quantistico ma con decoerenza ($D = 0.025$). La condizione iniziale è sempre la stessa gaussiana e, nel caso quantistico, lo stato è puro. Le frange di interferenza sono chiaramente visibile in (a), che ha solo una vaga rassomiglianza con la distribuzione classica in (b). L'immagine (c), invece, mostra che anche la più modesta decoerenza aiuta a ricostruire la correlazione quanto classica. Il questo esempio, la lunghezza di coerenza ℓ_c è più piccola della scala tipica non lineare, cosicché il sistema è al confine quanto-classico. Infatti, tracce di interferenza sono ancora visibili in (c), come "passaggi" blu, o regioni dove la funzione di Wigner è ancora leggermente negativa. Il cambio di colore dal rosso al blu mostrato nelle immagini da (a) a (c) corrispondono un cambiamento da picchi positivi agli attraversamenti negativi. All'inizio nel caso classico (b) non vi sono attraversamenti negativi.

Quando uno stato quantico è localizzato su scale piccole rispetto a χ (che è quello della disuguaglianza precedente), la sua evoluzione nello spazio delle fasi è effettivamente classico, ma, a causa del caos e della decoerenza, diventa irreversibile e imprevedibile. Nondimeno - come espresso in questo numero da Tanmoy Bhattacharya, Salman Habib e Kurt Jacobs (a pag. XX) - si possono ottenere traiettorie più o meno classiche modellando continue misure. Tuttavia, questo è un aspetto estraneo, non nello spirito dell'approccio della coerenza, poiché esso invoca processi di misura senza spiegarli.

Un corollario sorprendente di questa linea di argomentazione è la comprensione che la seconda legge dinamica - la produzione dell'entropia alla scala posta dalla dinamica del sistema e più o meno indipendente dall'intensità dell'accoppiamento con l'ambiente - è naturale e, invero, inevitabile conseguenza della decoerenza. Questo punto è stato poi confermato da studi numerici (Miller e Sarkar 1999, Pattanayak 1999, Monteoliva and Paz 2000).

Altre conseguenze sorprendenti dello studio della funzione di Wigner nel contesto quanto-caotico è la comprensione che esse sviluppano la struttura dello spazio delle fasi alla scala associata alla azione sub-planckiana $a = \hbar^2/A \ll \hbar$, dove A è l'azione classica del sistema e che questa azione planckiana sia fisicamente significativa (Zurek 2001). Questo può essere visto nella figura A,

parte (a), dove il piccolo quadrato nero di area \hbar è chiaramente più grande della più piccola “ondulazione” (ripples) nell’immagine.

Questo punto è stato in qualche modo anticipato dai punti della funzione di Wigner sui gatti di Schrödinger (si vedano le figure 4a e 4a’) nella versione di questo lavoro che è apparsa nel 1991 su *Physics Today* - il termine di interferenza della funzione di Wigner ha una struttura sub planckiana.

Molto è stato fatto sugli aspetti dello spazio delle fasi della corrispondenza quanto classica, ma molto di più rimane da fare. (Un riassunto più completo del passato e degli obiettivi futuri si può trovare in Zurek 2001b).

0.6 L’interpretazione esistenziale

La teoria quantistica della realtà classica è stata elaborata fin dal 1991. Questi studi sono ora noti collettivamente come l’interpretazione esistenziale (existential) (Zurek 2001 a). La differenza fondamentale fra gli stati quantistici e quelli classici sta nel fatto che l’esistenza obbiettiva di questi ultimi può essere presa per certa. Cioè, un stato classico di un sistema può essere semplicemente “estratto” da un osservatore, che all’inizio ignora ogni sua caratteristica. Al contrario, uno stato quantistico è senza speranza “malleabile” - è impossibile, in linea di principio per un osservatore estrarre uno stato quantistico sconosciuto senza perturbarlo. La sola eccezione a questa regola si ha quando l’osservatore conosce prima che lo stato ignoto è un autostato di una qualche definita osservabile. Allora e solo allora una misura non distruttiva (Caves et. 1980) di quell’osservabile può essere eseguita in modo tale un altro osservatore, che conosce lo stato originario, non nota nessuna perturbazione quando esegue una misura di conferma.

Se lo stato sconosciuto non può essere trovato - come avviene nel caso di sistemi quantistici isolati - allora ci si può fare l’opinione che tali stati siano soggettivi e che i vettori dello stato quantistico siano semplici registrazioni della conoscenza dell’osservatore dello stato di un frammento dell’Universo (Fuchs and Peres 2000). Tuttavia, l’autoselezione è in grado di convertire questi stati quantistici “malleabili” e non reali in solidi elementi della realtà. Diverse strade per raggiungere questo punto sono state introdotte dalla prima elaborazione (Zurek 1993, 1998, 2001a). In effetti, tutte si basano sull’autoselezione, l’emergere di un insieme preferito di stati indicatori. Così, l’osservatore è consapevole della struttura dell’hamiltoniana (che è “obbiettiva”, che può essere trovata senza “danni collaterali” e che nel mondo reale sono ben note in anticipo) può anche prevedere l’insieme degli stati indicatori (se esistono) e così scoprire lo stato preesistente del sistema.

Un modo per capire l’esistenza obbiettiva indotta dall’ambiente è di riconoscere che gli osservatori - specialmente l’osservatore uomo - non ha mai misurato nulla direttamente. Infatti la maggior parte dei nostri dati sull’Universo sono acquisiti quando l’informazione sul sistema di interesse è intercettata e diffusa

dall'ambiente. L'ambiente registra l'informazione sugli stati indicatori e quindi è la sola informazione sugli stati indicatori realmente utilizzabile. Questo tipo di ragionamento può essere costruito con rigore su modelli semplici, la cui ridondanza può essere quantificata (Zurek 2000, 2001a).

Questa è un'area in cui si fa ricerca. L'acquisizione di informazione sul sistema da frammenti dell'ambiente porta alla cosiddetta dinamica quantistica condizionale, un argomento legato alle traiettorie quantistiche (Charmichael 1993). Il particolare si può mostrare che il crivello della prevedibilità lavora anche in questo contesto (Dalvit et al. 2001).

Il problema strutturale aperto dell'interpretazione della fisica quantistica - il "significato della funzione d'onda" - appare essere risolto in parte da questi sviluppi recenti. Di solito si elencano due alternative come le sole possibili risposte concepibili. La possibilità che il vettore di stato sia puramente epistemologico (cioè che sia solo una registrazione della conoscenza dell'osservatore) è spesso associata all'interpretazione di Copenhagen (Bohr 1928). Il problema con questa scelta è che non vi è una descrizione unificata dell'Universo come tutto: il campo classico dell'Universo è un necessario prerequisito, così entrambe le teorie, classica e quantistica, sono necessarie e il confine tra esse, nel caso migliore, è mal definito. L'alternativa è quella di considerare il vettore di stato come un'entità ontologica - una solida descrizione dell'Universo, simile agli stati classici. Ma in questo caso (scelto dai sostenitori dell'interpretazione a molti mondi di Everett) ogni cosa consistente con il vettore di stato universale deve essere considerata "reale".

La via che sembra emergere dalla teoria della decoerenza sembra essere in qualche modo intermedia tra questi due estremi. I vettori di stato quantistici possono essere reali, ma solo quando il principio di sovrapposizione - un punto cardinale del comportamento quantistico - è messo "fuori gioco" dall'autoselezione. Inoltre l'autoselezione è la causa del trasferimento dell'informazione sulle osservabili selezionate. Quindi, le caratteristiche ontologiche dei vettori di stato - l'esistenza obiettiva degli stati auto selezionati - è acquisita attraverso il trasferimento epistemologico dell'informazione.

Ovviamente molto rimane ancora da fare. Tuttavia, altrettanto ovviamente, la decoerenza e l'autoselezione rimangono. Esse limitano le possibili soluzioni del dopo la transizione quanto classica in una maniera suggestiva di un ancor più radicale punto di vista dell'ultima interpretazione della teoria quantistica in cui l'informazione sembra destinata ad avere un ruolo centrale. Altre discussioni speculative su questo punto vanno oltre lo scopo del presente lavoro, ma esse saranno certamente portate al centro dell'attenzione dalle più promettenti applicazioni della fisica quantistica alle procedure dell'informatica. Infatti il calcolo quantistico pone problemi che sono nel cuore della distinzione tra quantistica e classica. Questi sviluppi sono un esempio della imprevedibilità e della serendipity del processo della scoperta scientifica. Problemi evidenziati in origine per

essere in contrasto con la ragione - problemi sul paradosso EPR, la transizione quanto classica, i ruoli dell'informazione e l'interpretazione del vettore di stato - sono diventati importanti per le applicazioni pratiche come la crittografia quantistica e il calcolo quantistico.