

Fondamenti della Meccanica Quantistica

Giuseppe Pucci

anno accademico 2025-2026
lezione 1

Programma indicativo del corso

Lezione 1

- Teorie pre-quantistiche
- Introduzione alla località, all'ontologia e alla misura
- Esempi quantistici: diffrazione, interferenza e stato entangled
- Il problema della misura

Lezione 2

- Il problema della località
- Il problema dell'ontologia
- L'interpretazione di Copenhagen
- Le teorie dell'onda pilota del XX secolo: de Broglie e Bohm

Lezione 3

- Dualità onda-particella in fisica classica: i walker
- Le nascenti teorie dell'onda pilota (lezione congiunta con A. Cirimele e F. Greco)
- Il teorema di Bell

Le questioni fondamentali che affronteremo

Cosa esiste?

Come si comportano queste cose quando nessuno le sta osservando?

Come si comportano queste cose quando qualcuno le sta osservando?

(Separare queste domande ci indica che stiamo parlando di teoria quantistica).

La funzione d'onda cosa rappresenta?

*Bohr always would go in for this remark,
'You cannot really explain it in the
framework of space and time.' By God, I was
determined I was going to explain it in the
framework of space and time.*

—John Slater

FONDAMENTI DELLA MECCANICA

25-11-2025

LEZIONE 1

QUANTISTICA

TEORIE PRE-QUANTISTICHE

Meccanica newtoniana

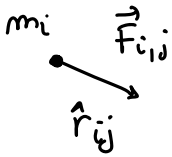
Il mondo fisico consiste di **particelle** interagenti tramite **forze** che le particelle esercitano una sull'altra e che influenzano il moto delle particelle stesse.

[slide Newton riprende Democrito] [Gli oggetti macroscopici sono costituiti da particelle elementari]

§5

$$\vec{F}_{ij} = G \frac{m_i m_j}{r_{ij}^2} \hat{r}_{ij}, \quad r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$$

$$\hat{r}_{ij} = \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{r_{ij}}$$



m_j

forza gravitazionale esercitata da una particella di massa m_j su una particella di massa m_i .

G : costante di Newton misurata da Cavendish.

Forza totale su una particella i :

$$\vec{F}_i^{\text{tot}} = \sum_{j \neq i} \vec{F}_{ij}$$

Seconda legge di Newton

$$\vec{F}_i^{\text{tot}} = m_i \vec{a}_i$$

mentre la terza $\vec{F}_{ij} = -\vec{F}_{ji}$ è contenuta nella legge di gravitazione.

1. I. Newton, *Opticks* (Dover Publications Inc, New York, 1952)

...it seems probable to me, that God in the Beginning form'd Matter in solid, massy, hard, impenetrable, moveable Particles, of such Sizes and Figures, and with such other Properties, and in such Proportion to Space, as most conduced to the End for which he form'd them; and that these primitive Particles being Solids, are incomparably harder than any porous Bodies compounded of them; even so very hard, as never to wear or break in pieces.... [A]ll material Things seem to have been composed of the hard and solid Particles above-mention'd, variously associated.... [1, pp. 400–2]

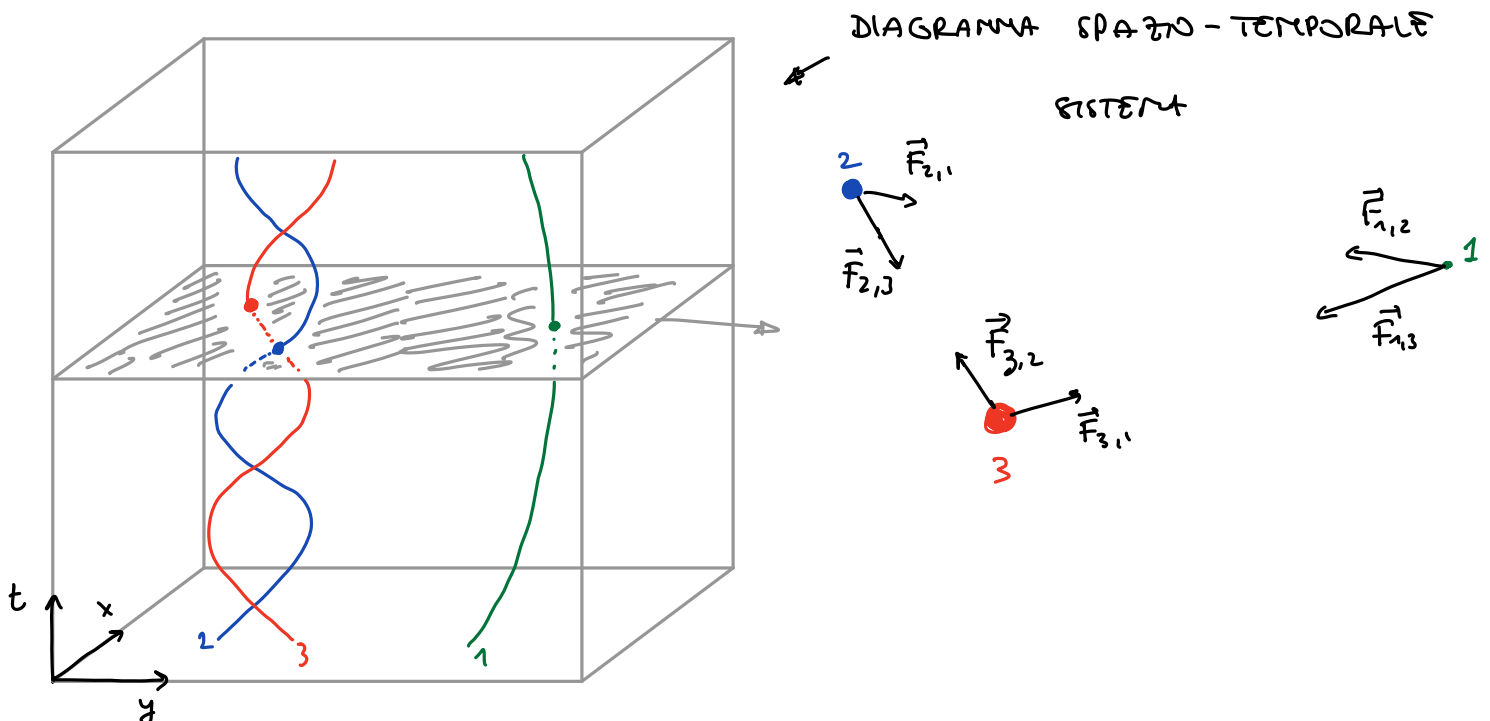
Bodies act one upon another by the Attractions of Gravity, Magnetism, and Electricity; and these Instances shew the Tenor and Course of Nature, and make it not improbable but that there may be more attractive Powers than these. [W]e must learn from the Phaenomena of Nature what Bodies attract one another, and what are the Laws and Properties of the Attraction.... The Attractions of Gravity, Magnetism, and Electricity, reach to very sensible distances, and so have been observed by vulgar Eyes, and there may be others which reach to so small distances as hitherto escape Observation.... [1, p. 376]

NOTA: L'applicabilità di queste leggi agli oggetti macroscopici è frutto di TEOREMI che derivano da queste leggi di base che, per Newton, riguardavano unicamente le particelle "primitive".

OSSERVAZIONE IMPORTANTE

Le forze gravitazionali dipendono ISTANTANEAMENTE dalle posizioni delle particelle, quindi sono NON-LOCALI (Einstein le definirebbe "spooky action at a distance")
(inquietante azione a distanza).

Allo stesso **Newton** queste caratteristiche sembrano assurde, tant'è che **considerare la sua gravitazione come un punto di partenza ancora incompleto** (poi sarà formulato il concetto di campo)
[slide Newton] (56)



2. J. Andrew, Newton's Philosophy, in *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, ed. by E.N. Zalta (2009), <http://plato.stanford.edu/archives/win2009/entries/newton-philosophy/>

It is inconceivable that inanimate brute matter should, without the mediation of something else which is not material, operate upon and affect other matter without mutual contact... That gravity should be innate, inherent, and essential to matter, so that one body may act upon another at a distance through a vacuum, without the mediation of anything else, by and through which their action and force may be conveyed from one to another, is to me so great an absurdity that I believe no man who has in philosophical matters a competent faculty of thinking can ever fall into it [2].

Per credere alle equazioni del moto di Newton abbiamo bisogno di affermare che i punti sulla sezione grigia sono **simultanei**. Infatti, se applicassimo la gravitazione di Newton a una sezione tiltata i conti non tornerebbero. Quindi la sezione orizzontale è oggettivamente corretta. [slide simultaneità Einstein]

(57)

Elettrodinamica di Maxwell

Legge di Coulomb $\vec{F}_{ij} = - \frac{k q_i q_j}{r_{ij}^2} \hat{r}_{ij}$, $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$

$$\hat{r}_{ij} = \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{r_{ij}}$$



$$\vec{F}_i^{\text{tot}} = \sum_{j \neq i} \vec{F}_{ij}$$

Il CAMPO viene solitamente introdotto come uno strumento di calcolo:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\vec{F}^{\text{tot}}(\vec{r})}{q}$$



$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \frac{k q_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^2} \hat{r}_i$$

$$\hat{r}_i = \frac{\vec{r}_i - \vec{r}}{|\vec{r}_i - \vec{r}|}$$



qui è contenuto il PRINCIPIO DI SOVRAPPORZIONE.

Una particella con carica q sarà soggetta di una forza:

$$\vec{F} = q \vec{E}$$

Ma così il campo elettrico sembra un inutile passaggio in più, perché non eliminarlo e tornare alle forze di Coulomb?

Il punto è che $\vec{E}$ (e $\vec{B}$) sono evidentemente (sperimentalmente) degli oggetti **REALI** che trasportano,

3. A. Einstein, Autobiographical Notes, in *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, ed. by P.A. Schilpp (Harper and Row, New York, 1959)

There is [according to relativity] no such thing as simultaneity of distant events; consequently there is also no such thing as immediate action at a distance in the sense of Newtonian mechanics [3, p. 61].

per esempio, energie e quantità di moto, quindi
ESISTONO insieme alle particelle cariche.

Equazioni di Maxwell

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{Legge di Gauss} \quad k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{Legge di Gauss per il magnetismo}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Legge di Ampère}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Legge di Faraday}$$

Le ultime due implicano l'esistenza di onde elettromagnetiche,
che si propagano alla velocità della luce $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

Per completare la teoria abbiamo bisogno di sapere come le
particelle cariche rispondono ai campi

$$\vec{F} = q \vec{E}(\vec{r}) + q \vec{v} \wedge \vec{B}(\vec{r})$$

Quindi, secondo l'elettrodinamica di Maxwell, le particelle
cariche si muovono dentro una rete di mezzo intermedio
che permea lo spazio (cosa obsoleta de Newton).

I campi stessi sono oggetti dinamici reali.

Località

Tutte le interazioni elettromagnetiche si propagano alla velocità della luce c (o più lentamente, in alcune situazioni).

Dalle equazioni di Maxwell si può ricavare:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{\nabla} \left(\frac{\rho}{\epsilon_0} \right) + \frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \vec{J}) \quad (1)$$

nello spazio vuoto $\rho=0$, $\vec{J}=\underline{0}$, quindi:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1bis)$$

In maniera simile

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{\nabla} \wedge \vec{J} \quad (2)$$

$$\text{e} \quad \nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (2bis)$$

NOTA: Le due onde, elettrica e magnetica, sono necessariamente accoppiate (onde elettromagnetiche).

Consideriamo le equazioni (1) e (2) come 6 equazioni, una per ogni componente dei campi. Queste equazioni hanno tutte una struttura del tipo:

$$\nabla^2 \psi(\vec{x}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{x}, t)}{\partial t^2} = \underbrace{f(\vec{x}, t)}_{\text{termine di sorgente}} \quad (3)$$

Se la sorgente è concentrata in un singolo punto $\vec{x} = \vec{x}'$ e appare solo all'istante $t = t'$

$$f(\vec{x}, t) = \delta^3(\vec{x} - \vec{x}') \delta(t - t')$$

allora
funzione di Green $\leftarrow$

$$\psi_{\vec{x}', t'}(\vec{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\delta(t - [t' + \frac{|\vec{x} - \vec{x}'|}{c}])}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad (4)$$

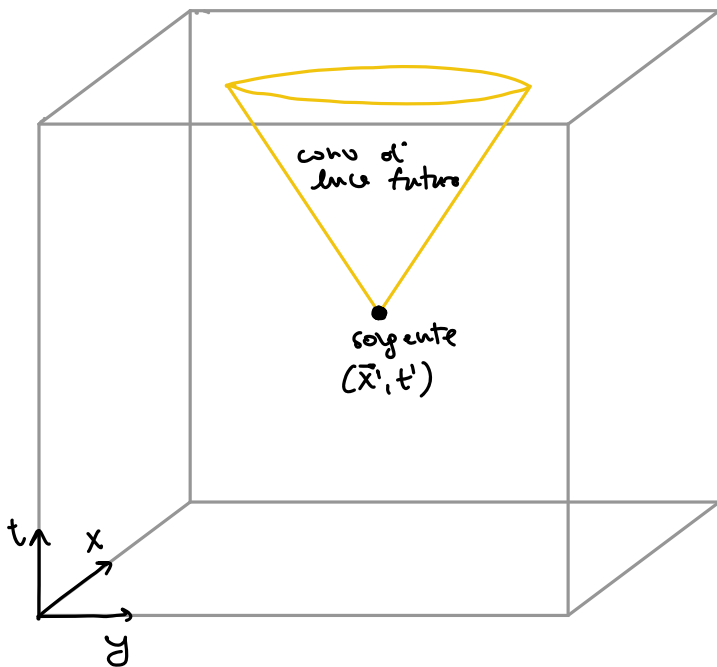
è una soluzione dell'equazione (3), che implica che il campo ψ non è zero solo quando

$$t = t' + \frac{|\vec{x} - \vec{x}'|}{c}$$

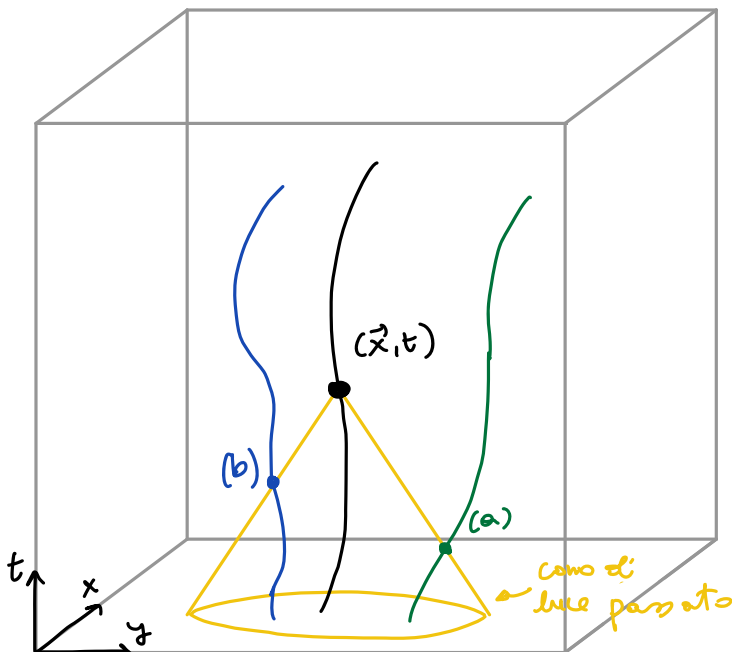
DELTA DI DIRAC
distribuzione o funzionale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x_0) \phi(x) dx = \phi(x_0)$$

cioè in punti $\vec{x}$ e tempi t raggiunti da un segnale che si propaga con velocità c da una sorgente in $\vec{x}'$ e t' .



Nello spazio tridimensionale è da immaginare come un "guscio" sferico che si propaga alla velocità della luce.



Ciò che accade ad una particella carica in $(\vec{x}, t)$ è determinato, secondo la legge di Lorentz, dai campi $\vec{E}(\vec{x}, t)$, $\vec{B}(\vec{x}, t)$, i quali a loro volta sono determinati dalle sorgenti contenute* nel cono di luce passato di $(\vec{x}, t)$.

* sulle superficie del cono se si è nel vuoto e le onde si propagano a c .

oss. La (4) è una soluzione particolare dell'equazione non-omogenea. La soluzione dell'equazione omogenea corrisponde a onde elettromagnetiche che si propagano alla velocità della luce. $\rightarrow$ "libere"

oss. L'elettrodinamica di Maxwell è una teoria completamente **locale**, a differenza della gravitazione di Newton, cosa che la rende compatibile con la relatività di Einstein.

Anzi la simultaneità è relativa: non si può dire in maniera oggettiva quale insieme di eventi sia simultaneo a un dato punto dello spaziotempo.

NOTA La teoria della relatività generale di Einstein deriva dal risolvere questo problema della gravitazione di Newton.

[slide con parole di Einstein]

58

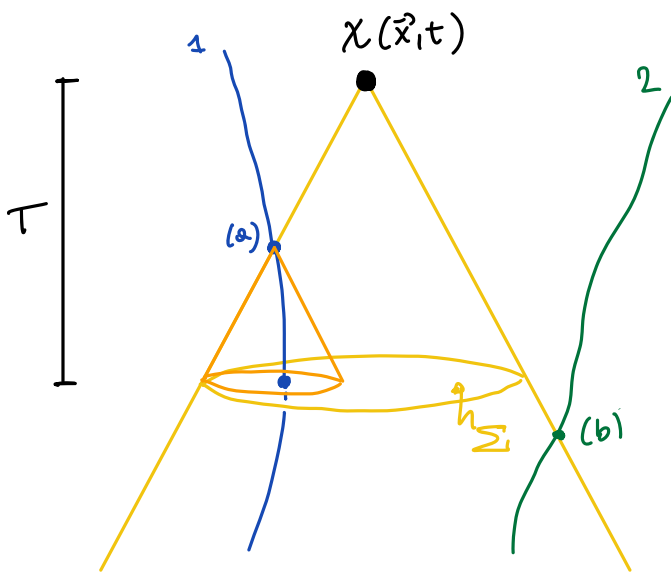
Il successo della teoria della relatività ha suggerito fortemente che questo tipo ^{di} causalità locale relativistica potesse essere una proprietà necessaria di ogni teoria fisica accettabile.

Proviamo quindi a fornire una formulazione più generica, seguendo le idee di John Stewart Bell.

5. A. Einstein, *Relativity: The Special and the General Theory* (Penguin Classics, New York, 2006)

The success of the Faraday-Maxwell interpretation of electromagnetic action at a distance resulted in physicists becoming convinced that there are no such things as instantaneous action at a distance (not involving an intermediary medium) of the type of Newton's law of gravitation. According to the theory of relativity, action at a distance with the velocity of light always takes the place of instantaneous action at a distance or of action at a distance with an infinite velocity of transmission. This is connected with the fact that the velocity c plays a fundamental role in this theory [5, p. 47].

Formulazione di Bell del concetto di località



oss. Bell osserva che l'elettrodinamica di Maxwell possiede la seguente proprietà: C_Σ una descrizione completa V di cariche e particelle in una sezione Σ , del cono di luce passato di un punto $(\vec{x}, t)$ **DETERMINA** cosa accade in $(\vec{x}, t)$.

Formalmente potremmo scrivere

$$\chi(\vec{x}, t) = f(C_\Sigma)$$

↑
physical fact

equazione che contiene l'idea di **CAUSALITÀ LOCALE RELATIVISTICA** di ogni **TEORIA DETERMINISTICA**.

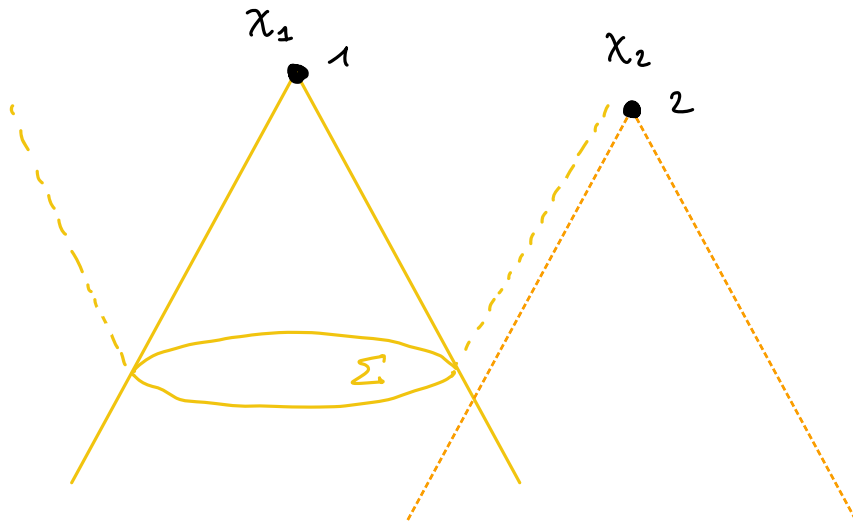
oss. In realtà Σ è una sfera di raggio ct centrata in $\vec{x}$.

- Ciò che la particella 1 fa in (a) influenza $\chi(\vec{x}, t)$ anche se (a) $\notin C_\Sigma$.
- Ma (a) è determinato da un sottoinsieme di C_Σ .

Bell propone di modificare la definizione di località e giungere a qualcosa che mantenga ancora l'idea di **CAUSALITA' LOCALE RELATIVISTICA** e che sia applicabile sia alle teorie deterministiche che alle **TEORIE NON DETERMINISTICHE**.

E' la definizione seguente, in riferimento alle figure.

$$P[X_1 | C_\Sigma] = P[X_1 | C_\Sigma, X_2]$$



Si tratta di probabilità condizionate.

$P[X_1 | C_\Sigma]$: probabilità che X_1 accade sapendo che C_Σ è accaduto

$P[X_1 | C_\Sigma, X_2]$: probabilità che X_1 accade sapendo che C_Σ e X_2 sono accaduti.

Evidentemente, X_2 non può essere influenzato causalmente dagli eventi in Σ .

[slide con spiegazione di Bell]

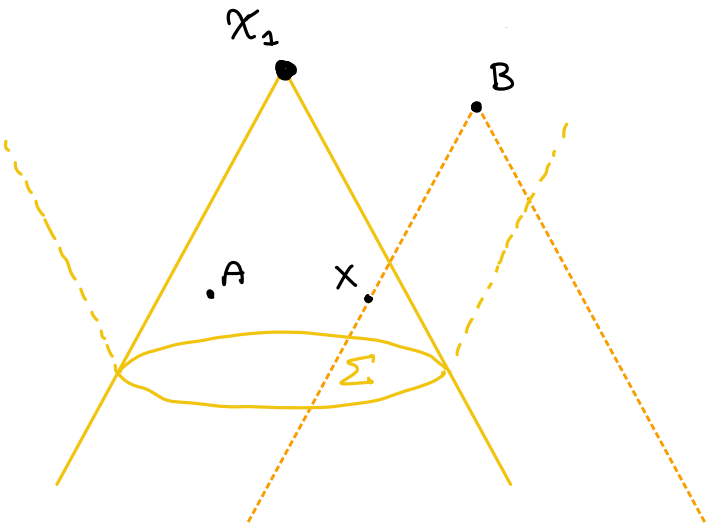
(59)

Oss. Il **determinismo** è ancora permesso come caso particolare in cui la probabilità assume valori 0 o 1. Es. $P[X_1 | C_\Sigma] = 1$.

6. J.S. Bell, *La Nouvelle Cuisine*, reprinted in *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, 2nd edn. (Cambridge University Press, Cambridge, 2004)

It is important that $[\Sigma]$ completely shields off from 1 the overlap of the backward light cones of 1 and 2. And it is important that events in $[\Sigma]$ be specified completely. Otherwise the traces in region 2 of causes of events in 1 could well supplement whatever else was being used for calculating probabilities about 1. The hypothesis is that any such information about 2 becomes redundant when [the state of things in Σ] is specified completely [6].

Per capire meglio questa formulazione ragioniamo sulla situazione descritta dal grafico seguente.



- In una teoria non-deterministica A può non essere determinato da C_Σ quindi conoscere A può migliorare le nostre predizioni di X_1 .
- Può sembrare che B, invece, non aiuti a migliorare le nostre predizioni su X_1 .
- Tuttavia può esistere un evento X, influenzato (non determinato) dagli eventi in Σ , che influenze sia X_1 che B.
- Quindi informazioni su B possono darci informazioni su X che a loro volta possono migliorare le nostre predizioni su X_1 rispetto alle sole conoscenze di C_Σ .
- Questo non può accadere per una teoria deterministica poiché lì X_1 è determinato da C_Σ : $X_1(\vec{x}, t) = f(C_\Sigma)$.
- Quindi, nella formulazione del concetto di causalità locale relativistica per una teoria non deterministica è importante che B sia al di fuori del cono di luce futuro di Σ .

Un altro modo di formulare questo concetto è:

$$P[X_1 | C_\Sigma, X_2] = P[X_1 | C_\Sigma, X_2']$$

dove X_2, X_2' sono due cose diverse che possono accadere in 2.

S10 oss. Nelle teorie di Newton $P[X_1 | C_\Sigma]$ non è definite, quindi la prima formulazione non è efficace per testare la non località.

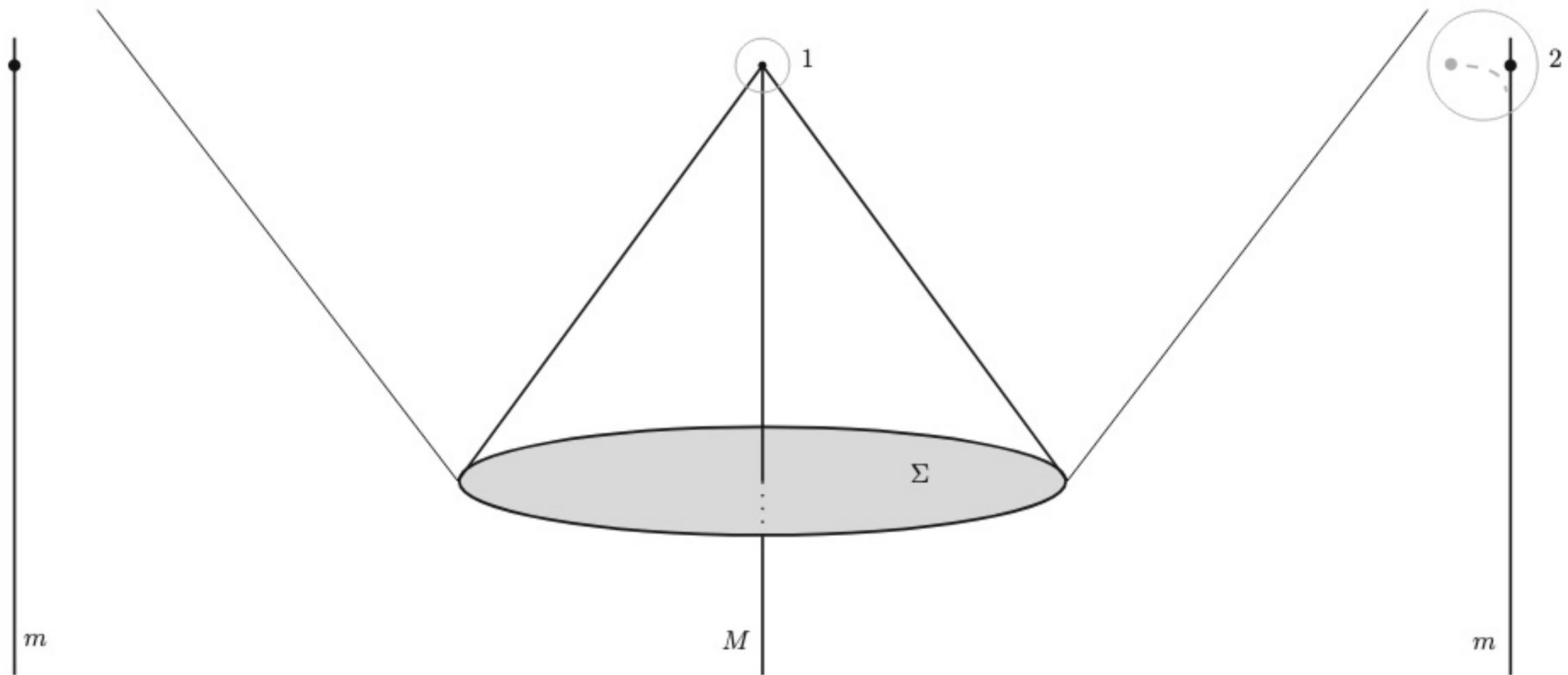


Fig. 1.8 A particle of mass M sits at rest between two particles of mass m that begin at equal distances from it in opposite directions. Let 1 be a space-time point through which the worldline of the mass- M particle will pass if everything remains as described. The complete specification, $\mathcal{C}_\Sigma$, of events on a slice, Σ , across the past-light-cone of 1, is rather simple: the particle is at rest at a certain point, and nothing else is going on! Take χ_1 to be the statement that the mass- M particle has an acceleration of zero at point 1. Suppose the mass- m particle on the *left* remains permanently fixed, but the mass- m particle on the *right* can either be *left* in place (call that χ_2), or pushed to the *left* (χ'_2). Then we have that $P[\chi_1|\mathcal{C}_\Sigma, \chi_2] = 1$. That is, if the mass- m particle on the *right* remains fixed, the acceleration of the mass- M particle at point 1 will be zero with certainty. However, if the particle on the *right* is pushed to the *left*, the two gravitational forces on M will no longer add to zero, and M 's acceleration at 1 will definitely not be zero: $P[\chi_1|\mathcal{C}_\Sigma, \chi'_2] = 0$. So we have a violation of Eq. 1.28

Ontologia

Etimologia: dal greco ὄντος (dell'essere) e λόγος (discorso)

studio dell'essere, studio di ciò che è.

L'ontologia dell'elettrodinamica di Maxwell include particelle e campi, non altro.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - \frac{\partial (\vec{\nabla} \wedge \vec{A})}{\partial t} = - \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)$$

Legge di Faraday

$$\Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0$$

$$\Rightarrow \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = - \vec{\nabla} \phi$$

↑
convenzione / conveniente

$$\Rightarrow \vec{E} = - \vec{\nabla} \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

Le altre equazioni di Maxwell possono essere riscritte:

$$\nabla^2 \phi + \frac{\partial (\vec{\nabla} \cdot \vec{A})}{\partial t} = - \rho / \epsilon_0$$

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = - \mu_0 \vec{J} + \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)$$

Se $\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla} \lambda$ allora $\vec{B}$ non cambia, ma $\vec{E}$ sì.
Tuttavia questo si può compensare con $\phi \rightarrow \phi - \frac{\partial \lambda}{\partial t}$

Sono trasformazioni di **gauge**.

Siamo liberi di scegliere λ .

Gauge di Lorentz, λ tale che $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$

$$\Rightarrow \nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\rho / \epsilon_0$$

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{J}$$

L'effetto delle cariche
sui potenziali si propaga
verso l'esterno alla
velocità della luce.

Gauge di Coulomb, λ tale che $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$

$$\Rightarrow \nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \vec{\nabla} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

$$\nabla^2 \phi = -\rho / \epsilon_0$$

Qui ϕ è determinato **ISTANTANEAMENTE** dalla
configurazione delle cariche $\rho(\vec{x}, t)$, quindi è **NON-LOCAL**!

Ma questo non ci interessa perché non attribuiamo a
 ϕ una realtà fisica.

In questo senso, mentre è appropriato che χ sia $\vec{E}$ o $\vec{B}$,
non è appropriato che χ sia ϕ .

χ quindi identifica quantità che hanno una realtà fisica.

Beh: «Le conversazioni possono propagarsi veloci quanto vogliamo,
ma quindi dobbiamo distinguere tra cose che conversano e cose non lo fanno»

[Esempio del regno di Gran Bretagna, di Bell]

S 11

Questo apre alla domanda: in meccanica quantistica, cosa dobbiamo considerare reale e cosa no? la funzione d'onda?

Misure

- Misure dirette (es. righello).
- Ci sono cose di cui parlano le teorie che in linea di principio non sono direttamente osservabili.
- In questi casi "misurare" o "osservare" richiedono sistemi di misure sofisticati.

Es. Il campo elettrico all'interno di un condensatore si può misurare ponendovi una carica e misurandone l'accelerazione.

- 1) Una teoria che non formuli previsioni verificabili è tagliata fuori dalle strutture della conoscenza empirica e non è significativa.
- 2) Allo stesso tempo, non è vero che tutto ciò che la teoria dice debba essere direttamente osservabile. Cioè si può postulare l'esistenza di cose non osservabili purché la teoria le connette, in qualche modo, con cose misurabili o osservabili.

In generale, qualsiasi misura deve produrre effetti sulla configurazione di un oggetto macroscopico. [esempio del puntatore, slide]

S 12

6. J.S. Bell, *La Nouvelle Cuisine*, reprinted in *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, 2nd edn. (Cambridge University Press, Cambridge, 2004)

The situation is further complicated by the fact that there *are* things which *do* go faster than light. British sovereignty is the classical example. When the Queen dies in London (long may it be delayed) the Prince of Wales, lecturing on modern architecture in Australia, becomes *instantaneously* King. (Greenwich Mean Time rules here.) And there are things like that in physics. In Maxwell's theory, the electric and magnetic fields in free space satisfy the wave equation

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} = 0,$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{B} = 0$$

...corresponding to propagation with velocity c . But the scalar potential, if one chooses to work in 'Coulomb gauge', satisfies Laplace's equation

$$-\nabla^2 \phi = 0$$

...corresponding to propagation with infinite velocity. Because the potentials are only mathematical conveniences, and arbitrary to a high degree, made definite only by the imposition of one convention or another, this infinitely fast propagation of the Coulomb-gauge scalar potential disturbs no one. Conventions can propagate as fast as may be convenient. But then we must distinguish in our theory between what is convention and what is not [6].

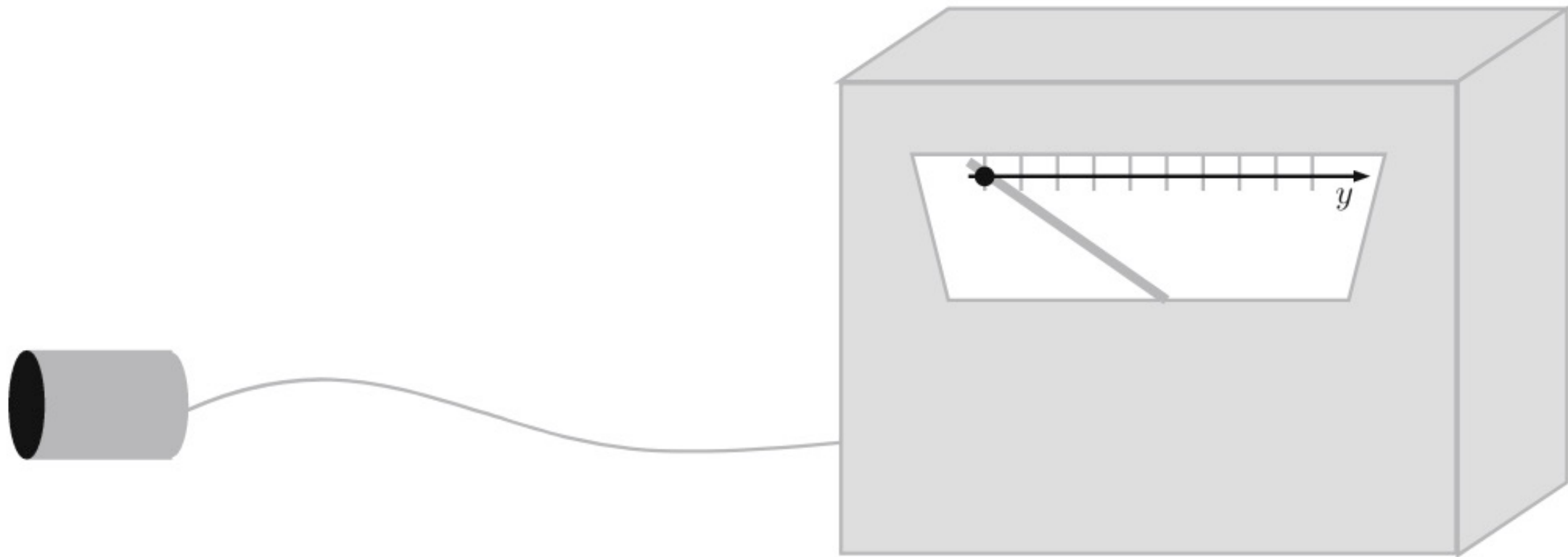


Fig. 1.9 A schematic measuring device whose probe end (on the *left*) can be arranged to interact with some (perhaps microscopic/invisible) system of interest. The outcome of the measurement is then registered by the position y of the device's pointer. This is a relatively accurate picture of how some real measuring devices work, but also captures in essentialized terms an important point about *any* kind of measurement: at the end of the day, the outcome is registered in the configuration of some directly-observable (macroscopic) object (e.g., the position of the hands of a stopwatch, the distribution of ink on a printout, etc.)

Es. la carica $\bar{e}$ il puntatore che misura il campo elettrico all'interno del condensatore.

La percezione diretta ci dà qualche informazione sulle strutture del mondo, ma non tutto.

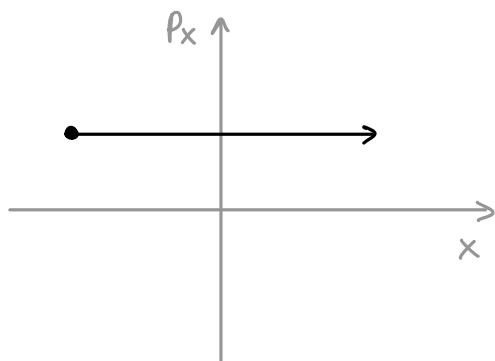
Se una teoria predice una cosa sbagliata su dove il puntatore (oggetto macroscopico) punta, allora la teoria non è corretta.

I problemi della località, dell'ontologia e delle misure in meccanica quantistica hanno dato vita a numerose interpretazioni della teoria.

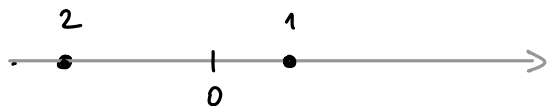
(513)

Spazi astratti

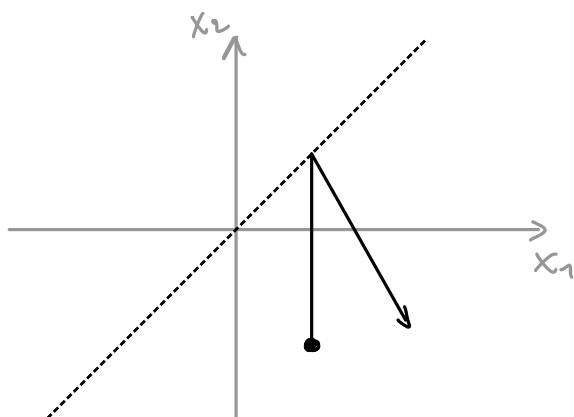
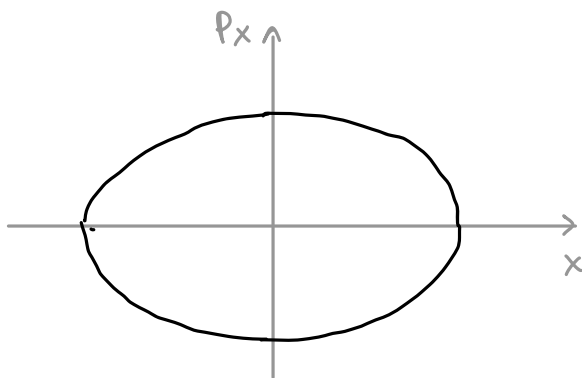
Particella libera in moto
unidimensionale



Scontro tra particelle



Oscillatore armonico 1D



Da non confondere con gli spazi reali: questo può sembrare ovvio ma vedremo che non è così quando discuteremo dell'ontologia della meccanica quantistica.

Interpretazioni della meccanica quantistica

Interpretazione	Deterministica	Forma d'onda reale	Storia singola	Variabili nascoste	Collasso	Ruolo dell'osservatore
Interpretazione di Copenaghen (Forma d'onda non reale)	No	No	Sì	No	NA	NA
Interpretazione statistica (Forma d'onda non reale)	No	No	Sì	Agnostica	No	Nessuno
Interpretazione di Copenaghen (Forma d'onda reale) Teoria oggettiva del collasso	No	Sì	Sì	No	Sì	Nessuno
Storie consistenti (Approccio decoerente)	Agnostica ¹	Agnostica ¹	No	No	No	Interpretazionale ²
Logica quantistica	Agnostica	Agnostica	Sì ³	No	No	Interpretazionale ²
Molti mondi (Approccio decoerente)	Sì	Sì	No	No	No	Nessuno
Interpretazione a molte menti	Sì	Sì	No	No	No	Interpretazionale ⁴
Interpretazione di de Broglie-Bohm (Approccio onda-pilota)	Sì	Sì ⁵	Sì ⁶	Sì	No	Nessuno
Interpretazione transazionale	No	Sì	Sì	No	Sì ⁷	Nessuno
Interpretazione stocastica	No	No	Sì	Sì	No	Nessuno
Meccanica quantistica relazionale	No	Sì	Agnostica ⁸	No	Sì ⁹	Nessuno
Misure incomplete	No	No ¹⁰	Sì	No	Sì ¹⁰	Interpretazionale ²

ESEMPI QUANTISTICI

Introduzione

Equazione di Schrödinger
indipendente dal tempo

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi$$

Particelle di massa m in una dimensione

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} + V(x,t) \psi(x,t) \quad \text{1° postulato}$$

Solitamente si parte da una $\psi(x,0)$ e si calcola $\psi(x,t)$.

2° postulato : regole di Born

$$\rho(x) = |\psi(x,t)|^2$$

densità di
probabilità

$$\rho(x) dx = |\psi|^2 dx$$

probabilità di trovare la
particella in dx .

$$\text{con } \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dx = 1$$

$$\psi(x,t) = \sum_i c_i \psi_i(x,t)$$

$\uparrow$
autostati

integrale se la proprietà da misurare ha uno spettro continuo.

$$\text{dove } \hat{A} \psi_i(x,t) = A_i \psi_i(x,t)$$

$$P(A_i) = |c_i|^2$$

probabilità di ottenere A_i come
risultato della misura.

Adesso torniamo all'equazione di Schrödinger. Come la risolviamo?

Soluzioni separabili:

$$\Psi_m(x, t) = \psi_m(x) f_m(t)$$

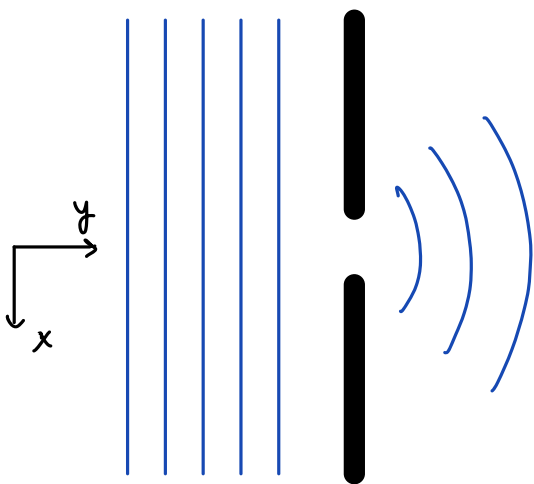
$$\Rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} + V(x) \psi_m(x) = E_m \psi_m(x)$$

$$i\hbar \frac{df_m(t)}{dt} = E_m f_m(t) \Rightarrow f_m(t) = e^{-iE_m t/\hbar}$$

$$\text{Se } \Psi(x, 0) = \sum_m c_m \psi_m(x)$$

$$\text{allora } \Psi(x, t) = \sum_m c_m \psi_m(x) e^{-iE_m t/\hbar}$$

Diffrazione e interferenza



Per semplicità, solitamente si risolve il caso di una fenditura "gaussiana", in cui cioè l'apertura "trasmette" una funzione d'onda gaussiana.

Inoltre ipotizziamo che l'onda si propaghi nella direzione y con velocità $v = \frac{\hbar k}{m}$, quindi legge oraria lungo y : $y = vt$.

L'intensità è data da:

$$I(x, y) = |\psi(x, y)|^2 = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\hbar^2 y^2}{4m^2 v^2 \sigma^4}}} e^{-x^2 / 2(\sigma^2 + \frac{\hbar^2 y^2}{4m^2 v^2 \sigma^4})}$$

S 14

[Diapositive con grafica di $|\psi(x, y)|^2$ per la diffrazione.]

Supponiamo adesso di avere due "fenditure gaussiane" e studiamone l'interferenza.

con centri in $x = a, -a$

$$\psi(x, 0) \sim \psi_G(x - a, 0) + \psi_G(x + a, 0)$$

(si può fare la sovrapposizione perché l'equazione di Schrödinger è lineare in ψ .)

[Diapositive interferenza di fenditure gaussiane]

S 15

[Diapositive esperimenti d'interferenza]

S 16 - S 17

Diffrazione

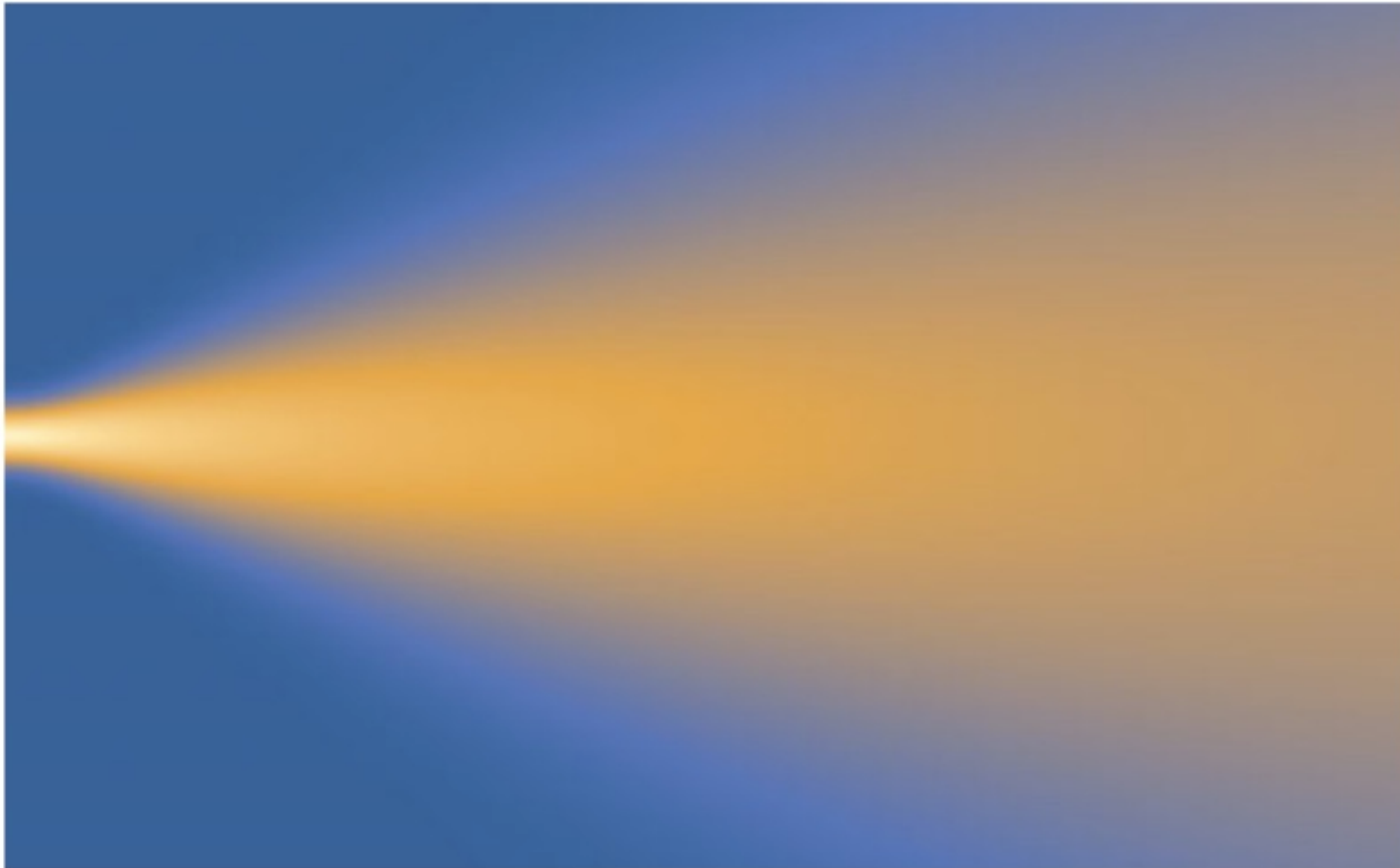


Fig. 2.6 Density plot of $|\Psi(x, y)|^2$ from Eq. (2.55) illustrating the intensity of a wave, diffracting as it propagates to the right having emerged from a “Gaussian slit” on the *left* edge of the image

Interferenza

$$\Psi(x, t) \sim \Psi_G(x - a, t) + \Psi_G(x + a, t) \sim \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + \frac{i\hbar t}{2m}}} \left[e^{-\frac{(x-a)^2}{4(\sigma^2 + i\hbar t/2m)}} + e^{-\frac{(x+a)^2}{4(\sigma^2 + i\hbar t/2m)}} \right]$$

$$\Psi(x, y) \sim \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + \frac{i\hbar y}{2mv}}} \left[e^{-\frac{(x-a)^2}{4(\sigma^2 + i\hbar y/2mv)}} + e^{-\frac{(x+a)^2}{4(\sigma^2 + i\hbar y/2mv)}} \right]$$

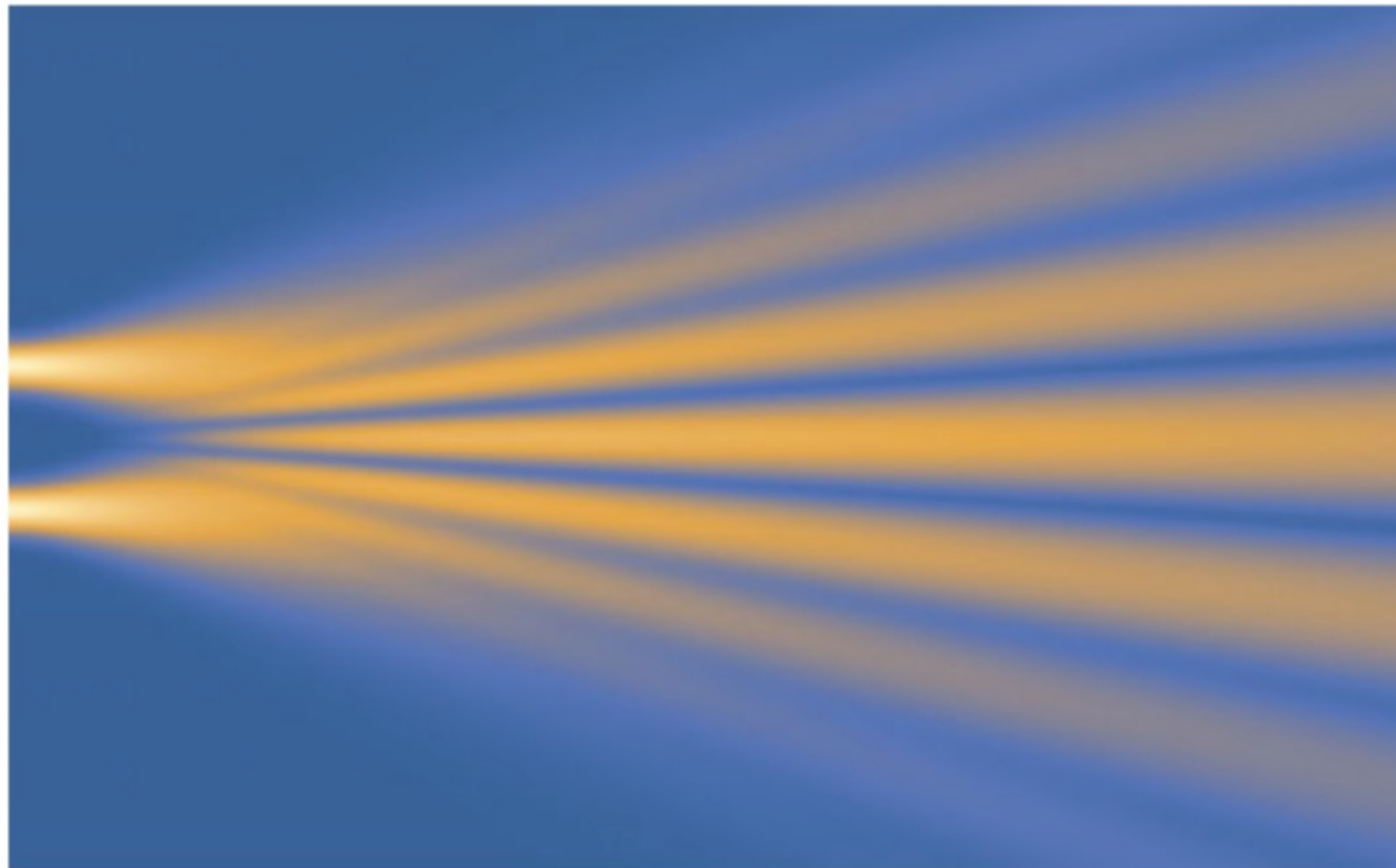


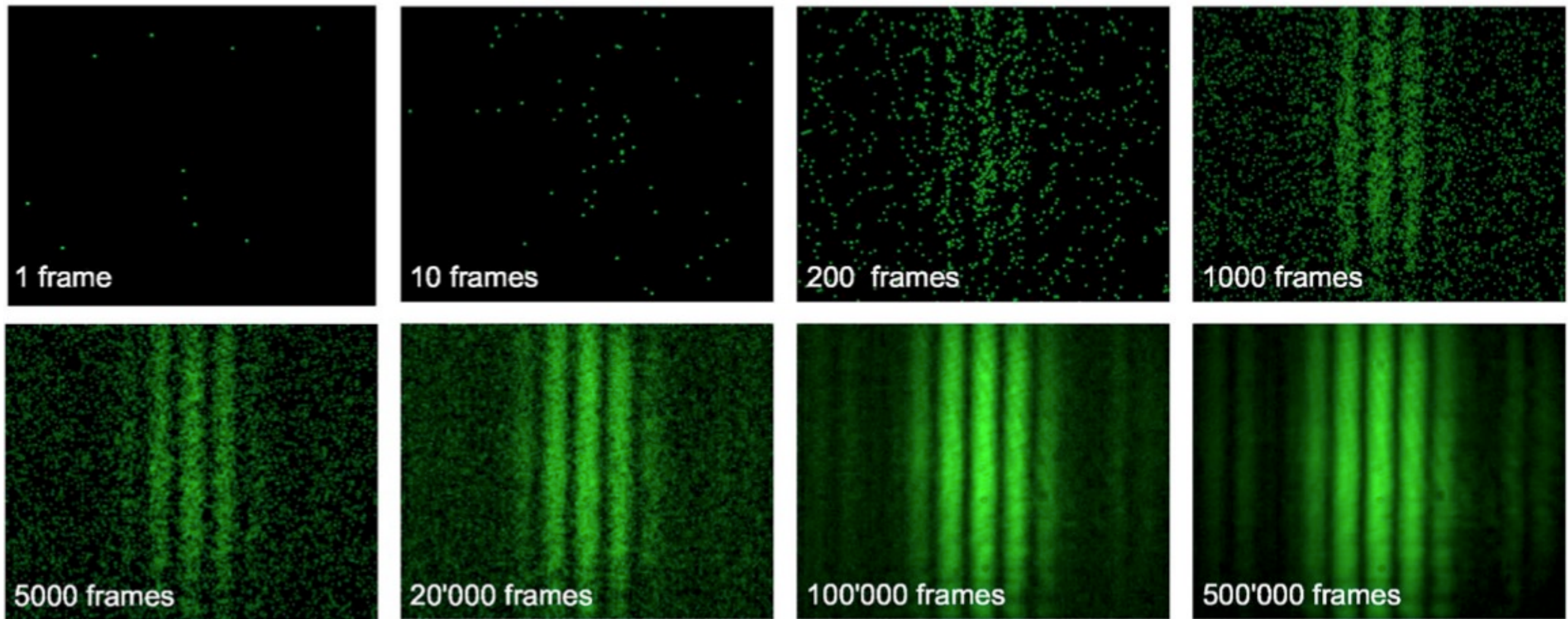
Fig. 2.7 Density plot of $|\Psi|^2$ from Eq. (2.58). A classic interference pattern emerges in the intensity of the wave downstream from the “double Gaussian slit” barrier at the *left* edge of the image

Interferenza di singolo elettrone



A. Tonomura *et al.* *Am. J. Phys.* 57(2), 117 (1989). Hanno usato un “biprisma” anziché una doppia fenditura.
In precedenza P. G. Merli, G. F. Missiroli and G. Pozzi. *Am. J. Phys.* 44, 306 (1976).

Interferenza di singolo fotone



Molte particelle e stato entangled

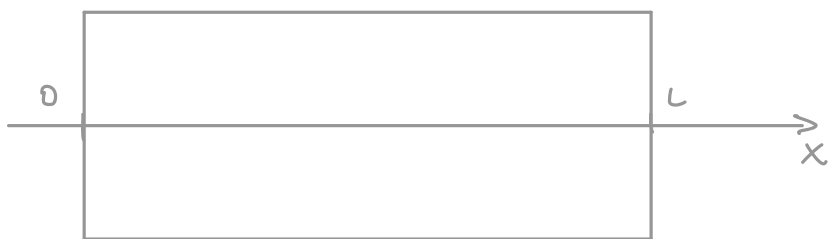
Per un sistema a N particelle non è vero, in generale, che ogni particella ha la sua funzione d'onda. C'è una sola funzione d'onda che descrive l'insieme delle N particelle, che obbedisce all'equazione:

$$\Psi = \Psi(x_1, x_2, \dots, x_N, t), \quad V = V(x_1, x_2, \dots, x_N)$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \right) \nabla_i^2 \Psi + V \Psi \right.$$

è nello spazio delle configurazioni.

Consideriamo il caso di due particelle in una scatola


$$V(x) = \begin{cases} 0 & , 0 < x < L \\ \infty & , \text{altrove} \end{cases}$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x_1, x_2, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x_1, x_2, t)}{\partial x_1^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x_1, x_2, t)}{\partial x_2^2} + V(x_1) \Psi(x_1, x_2, t) + V(x_2) \Psi(x_1, x_2, t)$$

Esistono soluzioni del tipo:

$$\Rightarrow \Psi_{m,n}(x_1, x_2, t) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{m\pi x_1}{L}\right) \cdot \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi x_2}{L}\right) e^{-i(E_m + E_n)t/\hbar}$$

prodotti delle autofunzioni delle particelle e dei fattori temporali.

Tuttavia questi stati non esauriscono tutte le possibilità del sistema.

Una funzione d'onda "entangled" (aggrovigliata) non è un prodotto. In uno stato aggrovigliato le particelle non hanno, singolarmente, un loro stato individuale.

Esempio (sempre nella scatola)

Ignoriamo la dipendenza temporale ($t=0$).

Uno stato possibile è $\Psi_{1,2} = \Psi_1(x_1) \Psi_2(x_2)$

un secondo stato possibile è $\Psi_{2,1} = \Psi_2(x_1) \Psi_1(x_2)$

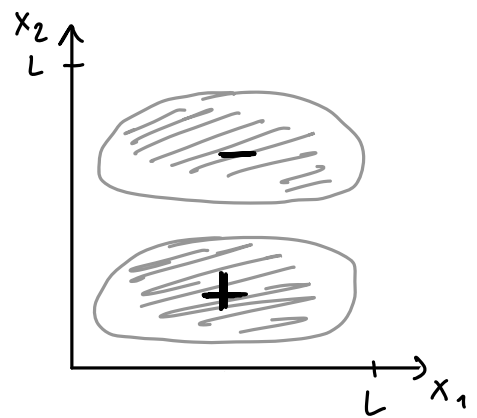
un altro può essere (STATO ENTANGLED)

$$\Psi_{\text{ent}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{1,2} + \Psi_{2,1}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_1(x_1) \Psi_2(x_2) + \Psi_2(x_1) \Psi_1(x_2)]$$

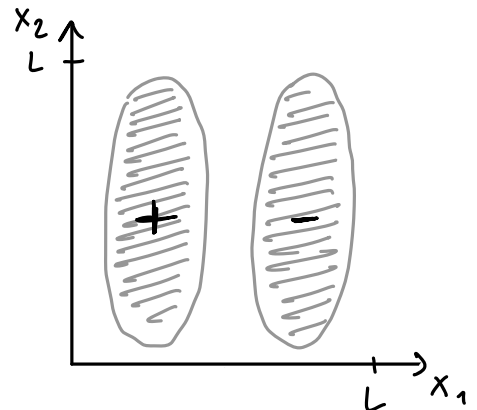
Qui nessuna delle due particelle è in uno stato di energia definito, tuttavia l'energia totale è definita $E_1 + E_2$.

Non sappiamo come l'energia sia distribuita tra le due particelle!

$$\Psi_{1,2} \sim \sin\left(\frac{\pi x_1}{L}\right) \sin\left(\frac{2\pi x_2}{L}\right)$$



$$\Psi_{2,1} \sim \sin\left(\frac{2\pi x_1}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi x_2}{L}\right)$$



$$\Psi_{ent} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{1,2} + \Psi_{2,1})$$

$\Rightarrow$ è difficile trovare le particelle in posizioni diverse.

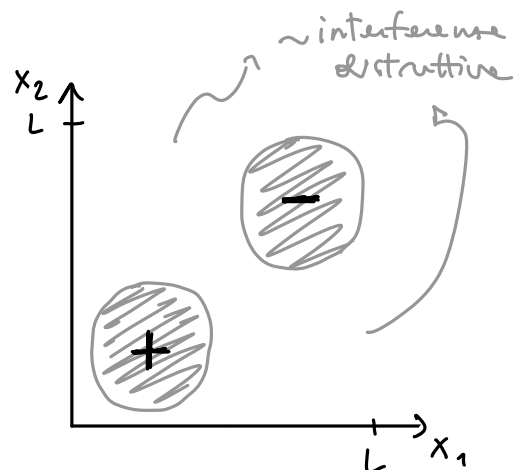
(si capisce considerando $|\Psi_{ent}|^2$)

Uno stato in cui:

- nessuna delle particelle ha un'energia definita
- nessuna delle particelle ha una posizione definita

Tuttavia

ci sono correlazioni tra le particelle: l'energia totale è definita ed è probabile che le particelle siano trovate una vicino all'altra!



• IL PROBLEMA DELLA MISURA

• La descrizione quantistica della misura

POSTULATI DELLA MECCANICA QUANTISTICA

POSTULATO : l'evoluzione temporale è governata dall'eq. di Schrödinger

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x,t)}{\partial t} = - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial x^2} + V(x,t) \Psi(x,t)$$

POSTULATO : regole di Born

$$\rho(x) = |\Psi(x,t)|^2$$

densità di
probabilità

(ALTRI POSTULATI : operatori-osservabili ; stati quantici)

POSTULATO DEL COLLASSO DELLA FUNZIONE D'ONDA

$$\Psi = \sum_i c_i \psi_i, \quad \text{dove} \quad \hat{A} \psi_i = A_i \psi_i$$

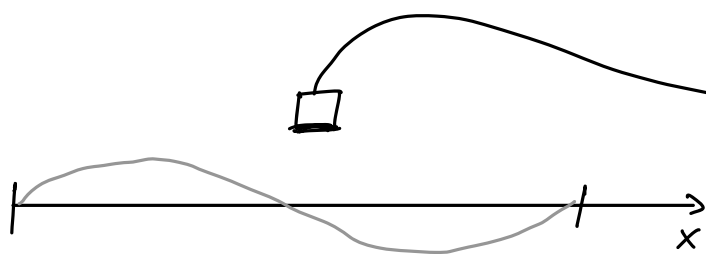
e $P(A_i) = |c_i|^2$

Se una misura comincia al tempo t_1 e finisce al tempo t_2 potremmo scrivere

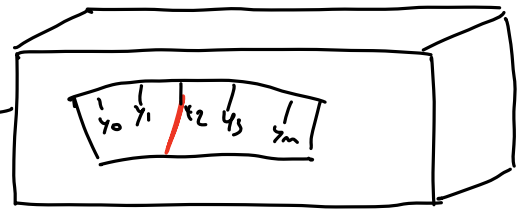
$$\Psi(t_1) = \sum_i c_i \psi_i \rightarrow \Psi(t_2) = \psi_m$$

1) c'è un'evoluzione temporale molto diversa da quella solita della funzione d'onda !!!

2) riguarda il fare degli esperimenti che danno un risultato definito.



particle in a box



[diapositive]

S18

COS'E STRANE (1) dinamiche, 2) ontologia)

1) Durante il periodo della misura la funzione d'onda collassa invece di evolvere secondo l'equazione di Schrödinger. E' come se l'equazione di Schrödinger smettesse di funzionare nel descrivere la funzione d'onda durante una misura.

2) Non si parla di "funzione d'onda del puntatore", per cui l'apparato è descritto in termini classici: è come se i sistemi quantistici esistessero IN AGGIUNTA ai sistemi classici.

Inoltre non è ben specificato quali processi fisici possano essere considerati MISURE.

Bell p. 63-64 [diapositive]

S19

Bell p. 64 [diapositive]

S20

Se gli oggetti macroscopici sono costituiti da tante particelle quantistiche,

il mondo MACROSCOPICO non dovrebbe EMERGERE dalla descrizione quantistica del mondo anziché essere POSTULATO?

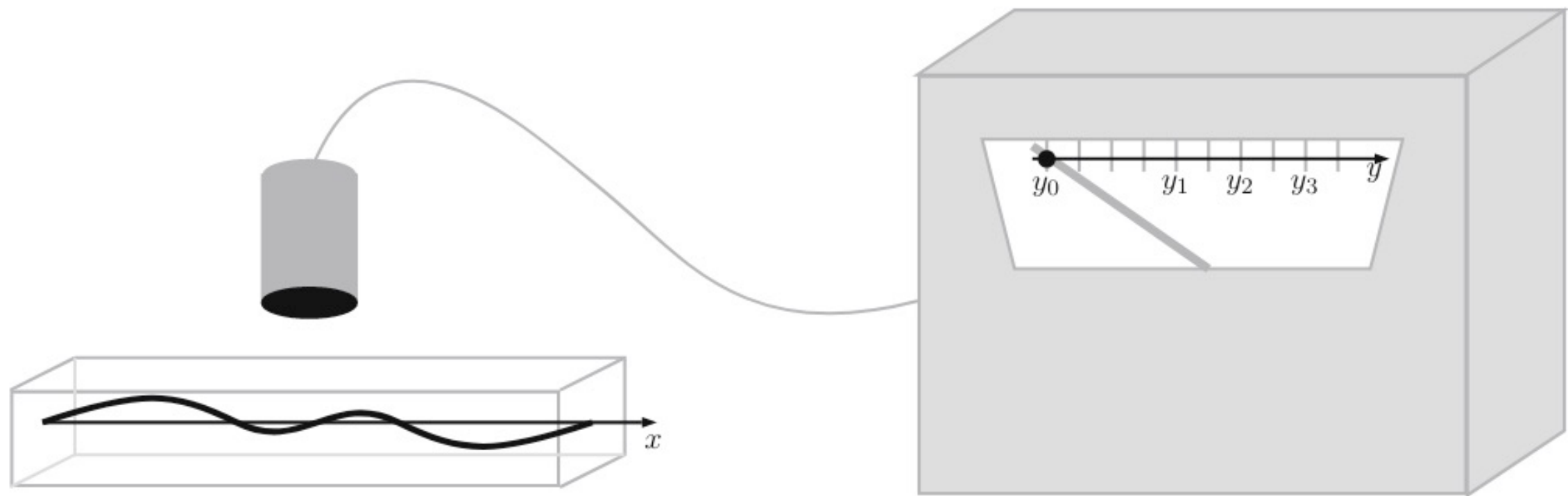


Fig. 3.1 The quantum particle-in-a-box (whose spatial degree of freedom is called x) is shown on the *left*; the curve is meant to indicate its wave function (though one should be careful not to take this picture too literally!). Then there is an energy-measurement device which will perform the measurement. The device has a macroscopic pointer, which we can idealize as a single, very heavy particle with horizontal coordinate y . Prior to the measurement-interaction, the pointer is sitting in its “ready” position (y_0); after the measurement interaction, the pointer will move to a new position which indicates the outcome of the measurement: y_1 will mean that the energy of the particle is E_1 , etc

1. J.S. Bell, Against ‘Measurement’, reprinted in *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, 2nd edn. (Cambridge University Press, Cambridge, 2004)

What exactly qualifies some physical systems to play the role of ‘measurer’? Was the wave-function of the world waiting to jump for thousands of millions of years until a single-celled living creature appeared? Or did it have to wait a little longer, for some better qualified system ... with a Ph.D.? If the theory is to apply to anything but highly idealised laboratory operations, are we not obliged to admit that more or less ‘measurement-like’ processes are going on more or less all the time, more or less everywhere? Do we not have [quantum] jumping [i.e., collapse] then all the time? [1]

2. P.C.W. Davies, R. Brown (eds.), *The Ghost in the Atom*, interview with J.S. Bell (Cambridge University Press, Cambridge, 1986)

In an interview, Bell was once asked whether he thought the problems with quantum mechanics were philosophical or experimental. His answer is relevant here:

I think there are *professional* problems. That is to say, I'm a professional theoretical physicist and I would like to make a clean theory. And when I look at quantum mechanics I see that it's a dirty theory. The formulations of quantum mechanics that you find in the books involve dividing the world into an observer and an observed, and you are not told where that division comes – on which side of my spectacles it comes, for example – or at which end of my optic nerve. You're not told about this division between the observer and the observed. What you learn in the course of your apprenticeship is that for practical purposes it does not much matter where you put this division; that the ambiguity is at a level of precision far beyond human capability of testing. So you have a theory which is fundamentally ambiguous... [2].

• Trattazione formale

Proviamo ad esplorare queste ipotesi dal punto di vista della meccanica quantistica.

Sia

$$\psi_0(x) = c_1 \psi_1(x) + c_2 \psi_2(x) + c_3 \psi_3(x)$$

un esempio di uno stato iniziale di una particella in una cassetta.

[dispositivo de fig. 3.2]

S 2 1

Proviamo a descrivere il puntatore in termini quantomeccanici.

Nello stato iniziale:

$$\phi(y) = N e^{-\frac{(y-y_0)^2}{4\sigma^2}},$$

cioè il puntatore è descritto da una funzione gaussiana centrata in y_0 .

Quando le misure cominciano, per esempio a $t=0$, potremmo scrivere

$$\Psi_0(x, y) = \psi_0(x) \phi(y)$$

e il sistema quantistico evolverà seguendo:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, y, t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi(x, y, t)$$

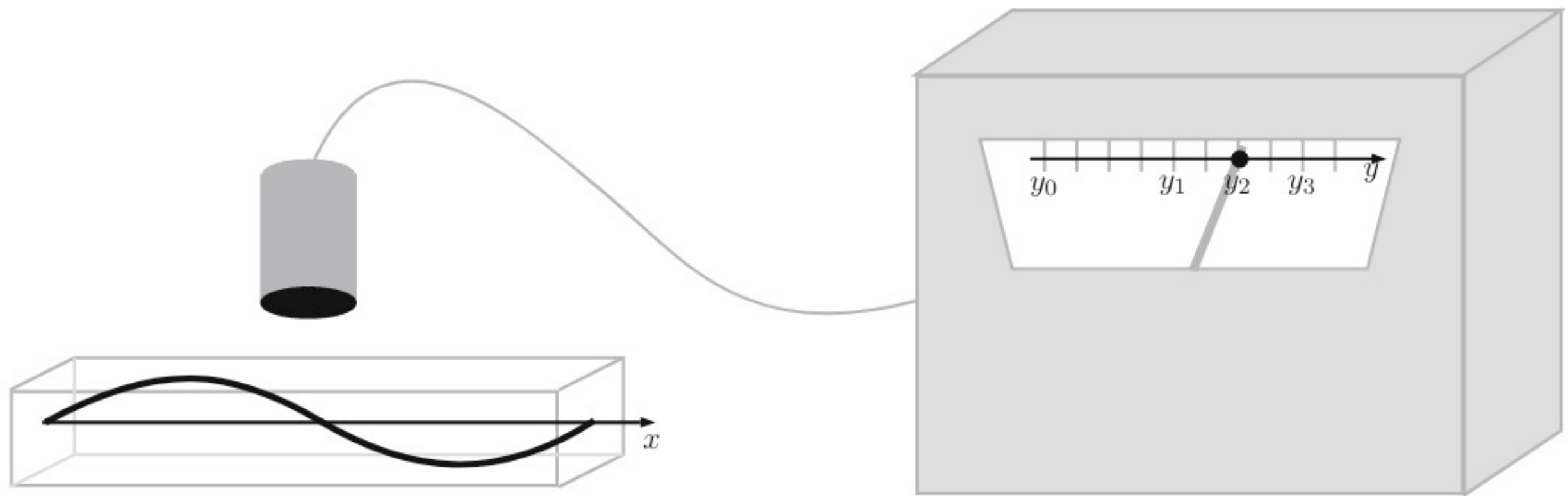


Fig. 3.2 One of the three possible post-measurement states of the particle-in-a-box and measurement apparatus pointer: the wave function of the PIB has “collapsed” to ψ_2 and the pointer has moved to position y_2 , indicating that the energy measurement had outcome E_2

L'hamiltoniana dovrebbe essere data da tre contributi

$$\hat{H}_x = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x)$$

$$\hat{H}_y = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \approx 0 \quad \text{se } M \text{ è molto grande}$$

$$\hat{H}_{int} = \lambda \hat{H}_x \hat{p}_y = -i\hbar \lambda \hat{H}_x \frac{\partial}{\partial y}$$

* questo termine
dovrebbe far
espandere nel tempo
il pacchetto d'onde
 $\phi(y)$

Questo $\hat{H}_{int}$ è costruito in modo da,
se la particella si trova in ψ_m con energia E_m , il pacchetto
si muoverà in una distanza proporzionale a E_m .

Testiamo il tutto

$$\Psi(x, y, t) = \psi_m(x) \phi(y)$$

supponiamo, per semplicità, che λ sia molto grande,
in modo da poter trascurare, durante l'interazione,
gli altri termini dell'hamiltoniana.

$$\Rightarrow i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}_{int} \Psi = -i\hbar \lambda \hat{H}_x \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\lambda \hat{H}_x \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

supponiamo ^{che} $\Psi(x, y, t)$ rimanga proporzionale a $\psi_m(x)$

$$\Rightarrow \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\lambda \hat{H}_x \psi_m(x) \frac{\partial \phi(y)}{\partial y} =$$

$$= -\lambda E_m \frac{\partial}{\partial y} [\psi_m(x) \phi(y)] = -\lambda E_m \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

$$\Rightarrow \text{soluzione } \Psi(x, y, t) = \psi_m(x) \phi(y - \lambda E_m t)$$

Se l'interazione (cavità) dura per un tempo $t = T$ alla fine avremo

$$\Psi(x, y, T) = \psi_m(x) \phi(y - \lambda E_m T)$$

↑
stato della
particella in
cavità.

↑
pacchetto gaussiano traslato

$\Rightarrow$ l'hamiltoniana d'interazione fa il lavoro che volevamo fare.

Il puntatore si trova in $y_m = y_0 + \lambda E_m T$.

oss. Includere il termine $\hat{H}_x$ (che abbiamo trascurato) avrebbe avuto, come solo effetto, di moltiplicare per un fattore di fase $e^{-i E_m t / \hbar}$, cioè una fase globale.

oss. Includere il termine $\hat{H}_y$ (anch'esso trascurato) avrebbe avuto il solo effetto di far sparpagliare un po' il pacchetto d'onde del puntatore.

→ Le due oss. sono due possibili esercizi per casa.

Ma...

poiché l'equazione di Schrödinger è lineare, se $\hat{H} = \hat{H}_{int}$

e $\Psi(x, y, 0) = \left(\sum_i c_i \psi_i(x) \right) \phi(y)$ avremo, a $t = T$,

$$\Psi(x, y, T) = \sum_i c_i \psi_i(x) \phi(y - \lambda E_i T)$$

SOVRAPPOSIZIONE
INGARBUGLIATA

(entanglement)

La particella non ha un'energia definita e il puntatore non è in una sola posizione !!!

• Il gatto di Schrödinger

S22 spots on a screen

Schrödinger pp. 69, 70, 71 [diapositive] S23 gatto

Il gatto. Nel corso dell'ora l'atomo radioattivo evolve verso una sovrapposizione di stati equiprobabili:

$$\psi_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{\text{dec}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{\text{dec}}$$

Trattando l'apparato circolante

classicamente, il gatto è vivo ^(out) o morto, e abbiamo bisogno di assumere il collasso delle funzioni d'onda.

Se invece lo trattiamo quantisticamente

$$\Psi_f = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{\text{dec}} \phi_{\text{rot}} \chi_{\text{morto}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{\text{dec}} \phi_{\text{rot}} \chi_{\text{vivo}}$$

Einstein pp. 72-73 [diapositive]

S24

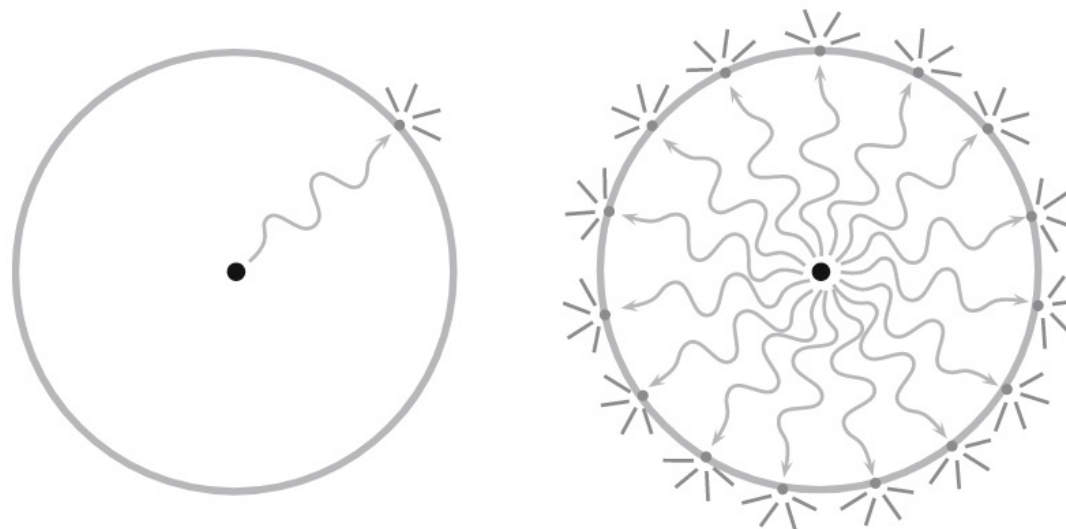
S25

Il gatto di Bell p. 73 [diapositive]

S26

3. E. Schrödinger, The present situation in quantum mechanics. *Naturwissenschaften* **23** (1935), translated by J. Trimmer, in *Proceedings of the American Philosophical Society*, vol. 124, 10 October 1980 (1980), pp. 323–338

[the ψ -] function has provided quite intuitive and convenient ideas, for instance the ‘cloud of negative electricity’ around the nucleus, etc. But serious misgivings arise if one notices that the uncertainty affects macroscopically tangible and visible things, for which the term ‘blurring’ seems simply wrong. The state of a radioactive nucleus is presumably blurred in such degree and fashion that neither the instant of decay nor the direction, in which the emitted α -particle leaves the nucleus, is well-established. Inside the nucleus, blurring doesn’t bother us. The emerging particle is described, if one wants to explain intuitively, as a spherical wave that continuously emanates in all directions from the nucleus and that impinges continuously on a surrounding luminescent screen over its full expanse. The screen however does not show a more or less constant uniform surface glow, but rather lights up at *one* instant at *one* spot – or, to honor the truth, it lights up now here, now there, for it is impossible to do the experiment with only a single radioactive atom. If in place of the luminescent screen one uses a spatially extended detector, perhaps a gas that is ionised by the α -particles, one finds the ion pairs arranged along rectilinear columns, that project backwards on to the bit of radioactive matter from which the α -radiation comes (C.T.R. Wilson’s cloud chamber tracks, made visible by drops of moisture condensed on the ions) [3].



3. E. Schrödinger, The present situation in quantum mechanics. *Naturwissenschaften* **23** (1935), translated by J. Trimmer, in *Proceedings of the American Philosophical Society*, vol. 124, 10 October 1980 (1980), pp. 323–338

One can even set up quite **ridiculous** cases. A cat is penned up in a steel chamber, along with the following diabolical device (which must be secured against direct interference by the cat): in a Geiger counter there is a tiny bit of radioactive substance, *so* small, that *perhaps* in the course of one hour one of the atoms decays, but also, with equal probability, perhaps none; if it happens, the counter tube discharges and through a relay releases a hammer which shatters a small flask of hydrocyanic acid. If one has left this entire system to itself for an hour, one would say that the cat still lives *if* meanwhile no atom has decayed. The first atomic decay would have poisoned it. **The ψ -function of the entire system would express this by having in it the living and the dead cat (pardon the expression) mixed or smeared out in equal parts [3].**

4. A. Fine, *The Shaky Game* (University of Chicago Press, Chicago, 1996)

As a bit of historical context, it is perhaps interesting to note that in the weeks leading up to Schrödinger's submitting the paper containing the cat example, he was exchanging letters with Einstein. And in one of his letters to Schrödinger (from August 8, 1935), Einstein suggested an example that illustrates the same basic point illustrated by the cat:

The system is a substance in chemically unstable equilibrium, perhaps a charge of gunpowder that, by means of intrinsic forces, can spontaneously combust, and where the average life span of the whole setup is a year. In principle this can quite easily be represented quantum-mechanically. In the beginning the ψ -function characterizes a reasonably well-defined macroscopic state. But, according to your equation, after the course of a year this is no longer the case at all. Rather, the ψ -function then describes a sort of blend of not-yet and of already-exploded systems. Through no art of interpretation can this ψ -function be turned into an adequate description of a real state of affairs; [for] in reality there is just no intermediary between exploded and not-exploded [4, p. 78].

...your cat shows that we are in complete agreement concerning our assessment of the character of the current theory. A ψ -function that contains the living as well as the dead cat just cannot be taken as a description of a real state of affairs. To the contrary, this example shows exactly that it is reasonable to let the ψ -function correspond to a statistical ensemble that contains both systems with live cats and those with dead cats [4, p. 84].

5. I. Born, trans., *The Born–Einstein Letters* (Walker and Company, New York, 1971)

I am as convinced as ever that this most remarkable situation has come about because we have not yet achieved a complete description of the actual state of affairs.

Of course I admit that such a complete description would not be observable in its entirety in the individual case, but from a rational point of view one also could not require this....

Best regards from

Yours, A. Einstein [[5](#), pp. 35-6]

Il gatto di Bell

6. J.S. Bell, The trieste lecture of John Stewart Bell, transcribed by A. Bassi, G.C. Ghirardi. J. Phys. A: Math. Theor. **40**, 2919–2933 (2007)

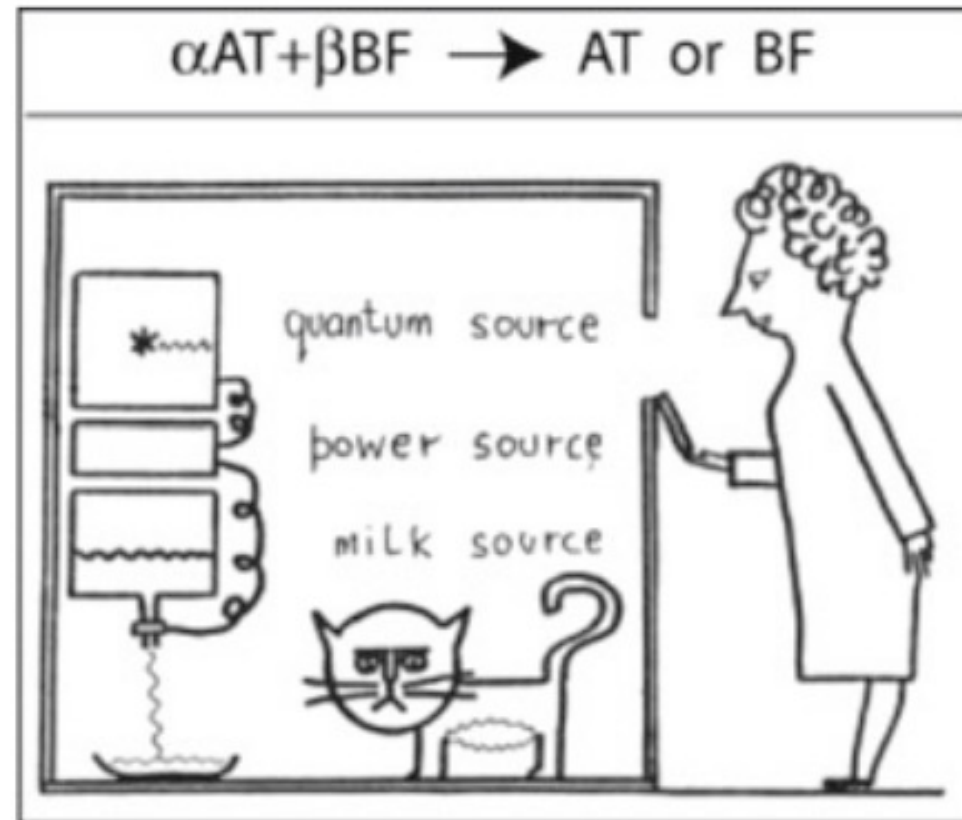


Fig. 3.4 Bell's version of Schrödinger's cat. The state of the radioactive nucleus ("A" for "not decayed" and "B" for "decayed") becomes entangled with the delivery (or not) of milk into the cat's dish and thereby also with the size of the cat's stomach ("T" for "thin" and "F" for "fat"). From Ref. [6]. Figure © IOP Publishing. Reproduced with permission. All rights reserved. <https://doi.org/10.1088/1751-8121/40/12/S02>

• L'interpretazione dell'ignorante e le variabili nascoste.

Il punto di Schrödinger è:

- la teoria ci dice che il gatto finisce con il trovarsi in uno stato ambiguo (di sovrapposizione);
- ma noi sappiamo che questo non è possibile poiché l'osservazione diretta ci dice che questi enti macroscopici sono sempre in uno stato definito;
- di conseguenza la meccanica quantistica non può essere completa, quanto meno per descrivere gli enti macroscopici;
- quindi, quando si riferisce a enti macroscopici, la sovrapposizione degli stati quantistici denota la nostra **ignoranza** più che una incertezza intrinseca (questo è anche il punto di Einstein, come abbiamo visto).

Schrödinger ci invita a pensare che, se una richiesta uniforme di leggi fisiche tra il microscopico e il macroscopico, allora l'incompletezza nel descrivere il macroscopico deve riflettersi anche nel microscopico.

Quindi, quando misuriamo, semplicemente scopriamo lo stato che era pre-esistente e che prima ignoravamo.

In questa interpretazione, il collasso della funzione d'onda non è un problema, perché non è un processo dinamico.

Einstein procede su queste linee:

Einstein p. 76 ! [dispositiva]

527

8. A. Einstein, Reply to criticisms, in *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, ed. by P.A. Schilpp (1949)

Within the framework of statistical quantum theory there is no such thing as a complete description of the individual system. More cautiously it might be put as follows: The attempt to conceive the quantum-theoretical description as the complete description of the individual systems leads to unnatural theoretical interpretations, which become immediately unnecessary if one accepts the interpretation that the description refers to ensembles of systems and not to individual systems. In that case the whole ‘egg-walking’ performed in order to avoid the ‘physically real’ becomes superfluous. There exists, however, a simple psychological reason for the fact that this most nearly obvious interpretation is being shunned. For if the statistical quantum theory does not pretend to describe the individual system (and its development in time) completely, it appears unavoidable to look elsewhere for a complete description of the individual system; in doing so it would be clear from the very beginning that the elements of such a description are not contained within the conceptual scheme of the statistical quantum theory. With this one would admit that, in principle, this scheme could not serve as the basis of theoretical physics. Assuming the success of efforts to accomplish a complete physical description, the statistical quantum theory would, within the framework of future physics, take an approximately analogous position to the statistical mechanics within the framework of classical mechanics. I am rather firmly convinced that the development of theoretical physics will be of this type; but the path will be lengthy and difficult [8, p. 671].

Tuttavia l'interpretazione dell'ignorante sembra contraddire il fatto che la funzione d'onda descrive correttamente le figure d'interferenza. Quindi Norren conclude che "la funzione d'onda deve essere qualcosa di fisico". Al minimo, si può dire che la funzione d'onda ha a che fare con la realtà, e non è un semplice artificio matematico.

• Sintesi su "Il problema delle misure"

1) Non è chiaro quali intervalli e processi fisici continuo come "misure". Questo comporta che non è del tutto chiaro cosa la teoria ci stia dicendo.

2) Anche se la nozione di misura fosse definita, distinguendo per esempio ciò che è misura da ciò che non lo è, dovremmo comunque accettare che il mondo sia diviso in due reami, mentre una teoria fondamentale dovrebbe fornire una visione del mondo unitaria.

[citazioni da Bell e Schrödinger e pp. 79-80]

S28

3) Se rifiutiamo la divisione in 2) la teoria stessa porta a risultati che contraddicono l'esperienza, come nel caso del gatto di Schrödinger.

Gli schermi non presentano giaciture ma "puntini", i puntatori e gli apparati di misura non sono mai "annebbiati" e i gatti non sono mai "mescolati" o "spalmati" !

13. J.S. Bell, Against ‘measurement’, in *62 Years of Uncertainty: Erice, 5–14 August 1989* (Plenum Publishers, New York); reprinted in *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2004)

There can be no question then of identifying the quantum system S with the whole world W . There can be no question – without changing the axioms – of getting rid of the shifty split. Sometimes some authors of ‘quantum measurement’ theories seem to be trying to do just that. It is like a snake trying to swallow itself by the tail. It can be done – up to a point. But it becomes embarrassing for the spectators even before it becomes uncomfortable for the snake [13].

3. E. Schrödinger, The present situation in quantum mechanics. *Naturwissenschaften* **23** (1935), translated by J. Trimmer, in *Proceedings of the American Philosophical Society*, vol. 124, 10 October 1980 (1980), pp. 323–338

any *measurement* suspends the law that otherwise governs continuous time-dependence of the ψ -function and brings about in it a quite different change, not governed by any law but rather dictated by the result of the measurement. But laws of nature differing from the usual ones cannot apply during a measurement, for objectively viewed it is a natural process like any other, and it cannot interrupt the orderly course of natural events. Since it does interrupt that of the ψ -function, the latter ... can *not* serve ... as an experimentally verifiable representation of an objective reality [3].

PROBLEMA DELLA MISURA

si basa sulla paradossale relazione tra il postulato del collasso e il resto della Teoria quantistica.

- se si include il collasso tra i postulati, la Teoria non sembra dare una descrizione completa del mondo
- se si prova a inserire le misure nel resto delle Teorie (senza postulare il collasso), non funziona
- infine è difficile risolvere il problema dicendo che esso è solo frutto delle nostre ignoranze, perché la ψ sembra descrivere qualcosa di reale.