

Mecànica quàntica causal

Guillem Gómez i Blanch* i Àngel Oliva i Villaescusa†
Universitat de València

Introducció i justificació

La mecànica quàntica és la part de la física que s'ocupa de l'estudi del que s'anomena *món microscòpic*, és a dir: molècules, àtoms i partícules elementals. Fins a la fi del segle XIX amb la mecànica de Newton i la teoria electro-magnètica de Maxwell era suficient per explicar el món. Però a partir d'aquesta època, la necessitat d'explicar nous fenòmens desconeguts fins aleshores (radiació del cos negre, efecte fotoelèctric,...) donà lloc al naixement del que avui es coneix com a *mecànica quàntica*.

Als anys vint s'assentaren les bases d'aquesta teoria, i des del principi també sorgí la polèmica davant de la seva interpretació. D'un costat, N. Bohr presentà la que hom ha anomenat *mecànica quàntica ortodoxa*, fortament basada en l'observació empírica i en el concepte de complementarietat. D'un altre, A. Einstein, a través de la presentació de la seva coneguda paradoxa Einstein-Podolski-Rosen (EPR), presentà una concepció realista local basada en el següent criteri de realitat: "Si, sense de cap manera destorbar un sistema, podem predir amb certitud (és a dir, amb probabilitat igual a la unitat) el valor d'una quantitat física, aleshores existeix un element de realitat física en correspondència amb aquesta quantitat física" (Einstein et al., 1935).

En la paradoxa EPR, dues partícules en interacció es separen espacialment de mode impertorbat fins a distàncies que impossibiliten la seva interacció mútua. Aleshores, una d'elles és sotmesa a mesura. Partint de principis de conservació (p. e. conservació del moment angular) seríem capaços de determinar "sense de cap manera destorbar el sistema" el valor de la dita magnitud en l'altra partícula. Això sense cap plantejament probabilista. Aleshores, la mecànica quàntica resulta una teoria incompleta.

Mentre que N. Bohr es refermà en els seus punts de vista, fins i tot accentuant les seves posicions filosòfiques (complementarietat i matisacions —si no negació— del

concepte de realitat), una tercera via va obrir-se en la discussió de la mà de D. Bohm. Aquesta recull la concepció realista: "(...) com a alternativa a la hipòtesi positivista d'assignar realitat a allò que nosaltres podem observar ara, desitgem presentar ací una altra hipòtesi (...) basada en la simple assumpció que el món és objectivament real i que, fins on nosaltres sabem, pot ser correctament considerat com a posseïdor d'una estructura precisament descriptible i analitzable de complexitat il·limitada" (Bohm, 1952).

El plantejament de D. Bohm, doncs, s'orienta a comprendre allò que la natura és, no estrictament a preveure el seu comportament. Per això és assumible no limitar l'existència de magnituds físiques d'un sistema a aquelles observades: ontologia i epistemologia, per a utilitzar mots plens de sentit en la tradició filosòfica, es mantenen separades. La seva teoria reproduïx els resultats de la mecànica quàntica ortodoxa, no partint dels observables usuals d'aquesta, sinó d'allò que Bell anomenà *beables*, magnituds físiques, com per exemple les coordenades de les partícules, que posseeixen valors determinats independentment de l'existència o no d'observadors i que, en certes circumstàncies d'observació i a través de les lleis d'interacció quàntica, donen lloc a resultats observables.

Va ser J. S. Bell qui va demostrar brillantment que les posicions d'Einstein i les de la mecànica quàntica —tant ortodoxa com causal— portaven a resultats diferents i discernibles experimentalment. Això es recull en les anomenades *desigualtats de Bell* (Bell, 1964). Doncs bé, les experiències realitzades fins avui demostren, cada cop amb major claredat, que la perspectiva d'Einstein no era correcta, malgrat que gran part de l'esperit de les seves crítiques era incorporada en la nova mecànica quàntica causal. Les teories locals de variables amagades havien de ser rebutjades. Així, la *no-localitat* o holisme quedava validat experimentalment. La rellevància d'aquests resultats en física, filosofia i disciplines com la teoria general de sistemes és enorme.

Què queda aleshores per a explicar la microfísica? Doncs la mecànica quàntica ortodoxa i la causal, que no han deixat de desenvolupar-se als darrers anys. El que convé ara és presentar la mecànica quàntica causal al lector, ni que sigui de manera elemental.

*Guillem Gómez i Blanch (València, 1950) és físic i director del Departament de Qualitat d'ATISAE a València, autor de treballs sobre estadística i metrologia industrial i energia solar. Col·laborador de l'Escola d'Investigació Operativa de la Universitat de València i membre de la Societat Espanyola de Sistemes Generals.

†Àngel Oliva i Villaescusa (València, 1960) és físic i professor d'ensenyament mitjà a La Nostra Escola Comarcal de Picassent.

Mecànica quàntica causal (MQC)

L'enfocament causal, determinista o realista no local atribueix una existència real a les partícules microfísiques com ara l'electró, amb la notable propietat d'anar acompanyat d'una mena de camp que té la forma general de la funció d'ona de l'enfocament ortodox.

Aquest "camp" assigna a cada punt de l'espai que pot ocupar la partícula en cada instant un nombre complex; la funció així obtinguda compleix l'equació de Schrödinger d'evolució temporal de manera semblant a com els camps elèctric i magnètic compleixen les equacions de Maxwell, d'on deriva l'existència d'un potencial quàntic del qual deriva una força actuant sobre la partícula que condiciona la seva trajectòria. Les partícules tenen, doncs, trajectòries perfectament definides en l'espai i el temps, per bé que el desconeixement de llurs condicions inicials —posició i velocitat— obliguen a fer plantejaments estadístics.

Per a enunciar d'una manera detallada els principis de l'MQC considerem en primer lloc el sistema més simple possible, format per una partícula (un electró, per exemple). En el que segueix ens mantindrem sempre en l'àmbit no relativista.

Sistemes d'una partícula

Suposem que la partícula té una massa m . La funció d'ona corresponent s'estén a tot l'espai que l'encercla i admetem que és de natura complexa i que es pot escriure de la forma (Bohm et al., 1935 i 1987):

$$\psi = R e^{iS/\hbar} \quad (1)$$

on R i S són funcions reals del punt geomètric que ocupa la partícula en l'instant considerat. És a dir, que les variables d'aquestes funcions seran les coordenades espaciotemporals de la partícula (Einstein, 1935). La funció d'ona compleix l'equació de Schrödinger:

$$i\hbar\partial_t\psi = -(\hbar^2/2m)\nabla^2\psi + V\psi \quad (2)$$

on V és el potencial extern que afecti la partícula, i és funció, en general, de les coordenades espaciotemporals de la partícula. $V(\vec{x}, t)$ és el representant macroscòpic del món extern. (Un altre ho serà la geometria restrictiva del moviment de la partícula, com veurem més endavant.)

Introduïm ara la forma (1) en (2) i separem les parts reals i imaginària. Hi queda:

$$\partial_t S + (2m)^{-1}(\vec{\nabla}S)^2 + V - (\hbar^2/2m)\nabla^2 R/R = 0, \quad (3)$$

$$\partial_t(R^2) + (m^{-1})\vec{\nabla}(R^2\vec{\nabla}S) = 0. \quad (4)$$

Veurem a continuació que aquestes equacions estan carregades de profund sentit físic.

L'equació (3) és del tipus de Hamilton-Jacobi (Bohm, 1952). En l'enfocament que ens ocupa és coherent

d'adoptar-la com a tal com a descripció diferencial de la trajectòria, amb un moment lineal de:

$$\vec{p} = \vec{\nabla}S \quad (5)$$

i un potencial quàntic, que no apareix en la descripció clàssica, de:

$$Q = -(\hbar^2/2m)\nabla^2 R/R. \quad (6)$$

Aleshores, actuarà sobre la partícula una força que permetrà plantejar la segona llei de Newton:

$$m\vec{a} = -\vec{\nabla}(V + Q) = -\vec{\nabla}(V - (\hbar^2/2m)\nabla^2 R/R). \quad (7)$$

Notem que, en absència de potencial extern, la força sobre la partícula no és nulla. És a dir, mentre que, en mecànica clàssica, en absència de potencial esperem trajectòries rectilínies recorregudes uniformement, en quàntica apareixen forces que són funció de R i la seva variació. Remarquem, a més, que aquesta força quàntica és lluny d'esmoreir-se amb la distància: notem que al denominador hi apareix R . Així, poden aparèixer forces notables que alterin la trajectòria de la partícula, com després veurem. Destaquem igualment que, sempre en condicions de camp extern nul, l'acceleració que pateix la partícula es troba en dependència inversa al quadrat de la seva massa:

$$\vec{a} = (\hbar^2/2m^2)\vec{\nabla}(\nabla^2 R/R). \quad (8)$$

És a dir, que el coeficient $\hbar^2/2m^2$, per a dues partícules les masses de les quals es troben en relació 1 : 2000 (p. e., aproximadament l'electró i el protó) el dit coeficient es trobarà en relació 1 : 4.000.000.

Finalment, adonem-nos que la força quàntica, pel fet d'aparèixer matemàticament com a actuació d'un operador gradient, és invariant envers rotacions i translacions del sistema de referència (Bell, 1964).

Passem ara a interpretar l'equació (4). Hi trobem dues perspectives: en primer lloc, permet la determinació de R a partir del moment lineal, segons (5). I a partir de R , del potencial quàntic. En segon lloc, admet una interpretació probabilística: si assimilem el quadrat de l'amplitud d'ona R a una densitat de probabilitat ρ , talment com es fa a la interpretació positivista, $P = R^2$, tenint en compte el que hem dit sobre el moment lineal i anomenant $\vec{v}$ la velocitat de la partícula, podrem reescriure (4) així:

$$\partial_t\rho + \vec{\nabla}(\rho\vec{v}) = 0 \quad (4')$$

que és una equació de continuïtat de la densitat de probabilitat. L'increment temporal de la densitat de probabilitat en un punt i instant correspon a la variació del producte densitat de probabilitat per velocitat. (Això és singularment fàcil de veure si imaginem un element de volum orientat segons $\vec{v}$). Per a situacions estacionàries (primer terme nul), (4) ens facilitarà trobar les

superfícies d'equiprobabilitat si coneixem la distribució de velocitats en l'espai.

Els sistemes quàntics sovint evolucionen en regions de l'espai que té zones prohibides per l'existència de barres materials que impossibiliten el seu pas. Aleshores, la densitat de probabilitat serà nul·la a les parets que limiten el pas de la partícula i donarà lloc a condicions de contorn específiques que conduiran a una relació específica entre R i S . Aquesta relació, unida amb les condicions de contorn ens permetrà la determinació de les trajectòries temporals $\vec{x}(t)$, en funció de les condicions inicials, $\vec{x}_0(t)$ i $\vec{v}_0(t)$. Aquestes condicions inicials no poden ser determinades exactament en el món microfísic, a diferència del que passa en el món macroscòpic. La manca d'informació característica de la mecànica quàntica dóna lloc a plantejaments estadístics en el càlcul de trajectòries de partícules considerades independents a partir de distribucions aleatòries inicials. Aquests plantejaments estadístics són semblants (no idèntics) als d'altres camps de la física, englobats en part sota el nom de física estadística, en què hom deriva magnituds que no tenen sentit per a partícules aïllades com la temperatura i l'entropia. La distribució estadística de les condicions inicials —considerades com a *beables* i no com a observables— dóna lloc a la distribució de les trajectòries.

Aquests tipus de consideracions ens permeten indicar la solució d'un problema que l'MQ positivista no permet ni plantejar: si un electró travessa una placa dotada d'una doble escletxa, per quina ha passat i quina trajectòria ha seguit? I per què el seu impacte en la pantalla, reiterat diverses vegades, es distribueix d'acord amb una figura de difracció d'ones?

En el plantejament causal, la funció d'ona o camp quàntic passa per les dues escletxes, i configura complicades distribucions espacials de R i S . En particular, la densitat de probabilitat de trobar la partícula serà nul·la a la placa excepte a les escletxes i en conseqüència també R ho serà. Això configurarà unes condicions de contorn que (3) i (4) hauran de complir. Evidentment la dita distribució variarà, i per tant $R(\vec{x})$ i $S(\vec{x})$, quan obturem una de les dues escletxes.

En aquesta situació, la trajectòria de la partícula patirà fortes pertorbacions causades per les forces derivades del potencial quàntic. Concretament a les escletxes, la força quàntica patirà fortes oscil·lacions, molt sensibles a la posició de la partícula a l'escletxa. Finalment, la partícula incidirà en la pantalla situada darrere; si repetíssim l'experiment reiteradament, els impactes de les partícules ens reproduïen les conegudes figures de difracció.

Sistemes de dues o més partícules

Cal considerar sistemes amb més d'un component per a copsar una característica radicalment nova i distant de la mecànica clàssica: l'holisme i la no-localitat. Per a

un sistema de dues partícules l'equació d'ona és també del tipus (1), però l'argument n'és ara la posició de les dues partícules, $\vec{x}_1$ i $\vec{x}_2$, així com el temps —comú a totes dues partícules, si més no si prescindim de consideracions relativistes—. (1) Es reescriurà ara:

$$\psi(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t) = R e^{iS(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t)/\hbar}. \quad (9)$$

Aquesta funció d'ona, en general, no serà factoritzable, és a dir, descomposable en dos factors cadascun dels quals sigui només funció de les coordenades d'una de les dues partícules. Això té unes enormes conseqüències físiques, com després veurem. Passem a reescriure les equacions (2) a (4); en elles, l'operador vectorial $\vec{\nabla}$ actuarà bé sobre les variables posició d'una partícula o bé sobre les de l'altra. D'on apareixerà dues vegades: distingirem els casos amb els subíndexs 1 i 2. (Deixem per al lector la reformulació de les equacions per al cas de dues partícules). El potencial quàntic serà, en el cas de potencial extern nul,

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{(\nabla_1^2 + \nabla_2^2)R}{R}. \quad (10)$$

En conseqüència, les forces sobre cada partícula que deriven del potencial quàntic dependran de les posicions de les dues partícules:

$$m\vec{a} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla} \left(\frac{(\nabla_1^2 + \nabla_2^2)R}{R} \right). \quad (11)$$

Qualsevol incident sobre una partícula repercutirà instantàniament sobre l'altra, sense cap velocitat a tenir en compte. A primera vista es tractaria d'una interacció que es propagaria en tot cas més ràpid que la llum; tanmateix es tracta de quelcom diferent a una comunicació entre les dues partícules, que en particular no permet transmissió d'informació. Esperem aleshores relacions no locals en sistemes tals com els descrits.

Finalment, cal parlar de la fonamentació matemàtica del fet que les partícules quàntiques descriuen trajectòries reals (Berndl et al., 1995). Considerant les equacions diferencials corresponents a les coordenades de la partícula (la integració de (8)) i l'equació de Schrödinger (2), la funció d'ona deu possibilitar l'existència i unicitat de llurs solucions. En forma simbòlica:

$$\frac{dQ}{dt} = V^\psi(Q) \quad \text{i} \quad i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi,$$

on $Q(t)$ seran les equacions horàries del moviment, és a dir, les coordenades de la partícula en cada moment, que fixen la trajectòria. Hom demostra que la unicitat i existència de les solucions està garantida localment si $V^\psi(Q)$ és contínua en el sentit de Lipschitz; per als sistemes habituals, almenys i amb situacions inicials "no patològiques", les trajectòries tenen existència única i

global per a gairebé qualsevol configuració inicial Q_0 .

Paradoxa Einstein-Podolski-Rosen i desigualtats de Bell

Una conseqüència experimental molt important relacionada amb l'anterior és la paradoxa Einstein-Podolski-Rosen (EPR) i les desigualtats de Bell sobre aquest tema. EPR consideren un sistema format per dues partícules en interacció que se separen espacialment. Aleshores, consideren el principi de localitat —directament derivat del sentit comú i de la pràctica científica fins aleshores— segons el qual “Si S_1 i S_2 són dos subsistemes que han interaccionat en el passat, la real, fàctica situació del sistema S_1 no depèn del que ha passat amb S_2 , que és espacialment separat de l'anterior.” (Einstein, 1935).

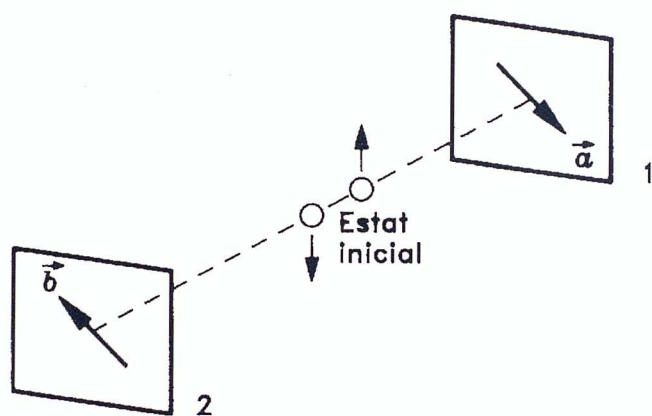


Figura 1: Singlet de protons de spin oposat que se separen cap als polaritzadors 1 i 2, els vectors dels quals, $\vec{a}$ i $\vec{b}$, poden variar-se

El dit principi és una explicitació d'una idea apriorística, present tant al sentit comú com a la tradició física. Tanmateix, la física ha anat més enllà del sentit comú des dels seus inicis moderns amb Galileu —qui va acabar amb dos mil·lennis de creences que la velocitat de caiguda dels greus era proporcional a llur pes— fins al mateix Einstein, que reinterpretà la mecànica sobre la base de la constància de la velocitat de la llum en els desplaçaments relatius.

El raonament d'Einstein era el següent: suposem un sistema quàntic que ha interaccionat en el passat format per dues partícules (p. e. un parell de partícules d'spin $1/2$, com proposà Bohm), que es separen anant cadascuna cap a una regió de l'espai. Suposem que mesurem

l'spin de la partícula 1. Sabrem, en virtut de la llei de conservació corresponent en el sistema, el de la partícula 2. Si no utilitzéssim aquesta informació, sinó únicament la funció d'ona de la segona partícula, el resultat no hagués estat determinat amb probabilitat unitat. Així doncs, la descripció de la segona partícula mitjançant la funció d'ona no és completa.

Bell va donar forma matemàtica a la disjuntiva localitat/no-localitat tot mostrant que hom podia dilucidar experimentalment entre totes dues alternatives. D'un costat, si hom considerava sobre un sistema com el descrit les prediccions de la mecànica quàntica ortodoxa —coincidentes amb les de la mecànica quàntica causal— hom obtenia una probabilitat determinada que es podrà realitzar per la repetició de l'experiment. D'un altre costat, si considerem el principi de localitat tal com Einstein, Podolsky i Rosen volien, obtenim uns resultats diferents, incompatibles amb els anteriors; en conseqüència, per experimentació, podrem distingir quina de les dues opcions és la correcta!

Donada la seva importància, exposarem les característiques bàsiques d'aquestes desigualtats (Bell, 1964). Per fer-ho, suposem que observem cadascuna de les dues partícules mitjançant instruments tals com polaritzadors, susceptibles de ser orientats segons vectors tridimensionals (angles de l'eix del polaritzador). Denotem per $P(\vec{a}, \vec{b})$ la correlació probabilística resultant de posicionar el polaritzador 1 segons $\vec{a}$ i el 2 segons $\vec{b}$. Si en lloc de $\vec{b}$, utilitzéssim una altra orientació en el polaritzador 2, $\vec{c}$ per exemple, l'expressió $P(\vec{a}, \vec{c})$ descriuria la probabilitat corresponent. Tindria també sentit considerar $P(\vec{b}, \vec{c})$, corresponent a les orientacions $\vec{b}$ al polaritzador 1 i $\vec{c}$ al 2. Aleshores, la hipòtesi de no-localitat conduiria a:

$$P(\vec{b}, \vec{c}) \geq |P(\vec{a}, \vec{b}) - P(\vec{b}, \vec{c})| - 1$$

mentre que la predicció mecanoquàntica és: $P(\vec{b}, \vec{c}) = \cos(\vec{a}, \vec{b})$.

Cal notar que en aquest cas la interacció instrument-microsistema es considera que altera la funció d'ona d'aquest com a conjunt, sense importar la separació geomètrica dels dos subsistemes. Múltiples experiències han demostrat la violació de les desigualtats de Bell i, per tant, la invalidesa dels plantejaments locals. Cal citar la de fotons emesos en forn de calci (Stuart et al., 1972), la cascada de fotons des de mercuri (Fry et al., 1976), la dispersió de protons (Lamehi-Rachti et al., 1976) i la cascada atòmica de fotons a través de polaritzadors l'orientació dels quals es varia durant el temps de “vol” dels fotons (Aspect, 1976).

Teoria de la mesura i col·lapse dels estats

En la perspectiva de la mecànica quàntica causal, la mesura apareix d'una manera menys "misteriosa" que en la concepció habitual. Es considera que la mesura comporta tres fases: interacció del microsistema quàntic amb l'instrument de mesura (fusió de sistemes); un procés d'evolució conjunta en què el resultat de la mesura és elaborat a l'instrument i finalment un procés de separació del microsistema quàntic i l'aparell de mesura (fissió de sistemes). Durant aquest procés esdevé l'anomenat *col·lapse de la funció d'ona*, d'una manera coherent amb la resta de la teoria (Bohm, 1952).

Algunes aplicacions i extensions de la teoria bàsica

Cal citar en primer lloc l'expansió de la teoria de Bohm a l'anomenada teoria quàntica de camps, de la qual només mencionem la consideració que fa dels fotons, més com a camps que com a partícules, però dotats de moltes propietats corpusculars, en oposició als fermions que s'han de considerar pròpiament partícules. Tanmateix no ens estendrem més en aquesta direcció (Bohm et al., 1987). Exclourem d'aquest resum certes extensions aleatòries (per demés innecessàries) inspirades en Bohm i Vigier i desenvolupades per Nelson. Coincidim així amb el criteri exposat per P. R. Holland en la seva excel·lent obra (Holland, 1993).

Pel que fa a les aplicacions bàsiques, s'està produint una veritable reformulació de les aplicacions de detall de la mecànica quàntica i la seva utilització puntual per investigadors que la utilitzen directament pel seu enorme valor intuïtiu, no sempre acompanyat d'un menor aparell matemàtic. Holland n'ha fet una recensió molt completa en l'obra citada. Cal destacar-ne les següents:

Difracció de partícules per esclatxes estretes

La difracció de partícules per esclatxes, interpretada com a transmissió a través de les dues del camp quàntic i del pas de la partícula per una d'elles. (Això explica d'una manera fàcil quelcom que és ininterpretable des de la mecànica quàntica ortodoxa: el fet que, si l'experiment es realitza emetent una partícula cada vegada, la imatge de conjunt d'una sèrie de partícules reproduceix una figura de difracció. Philippidis (1982) n'ha donat una imatge gràfica del potencial quàntic i la densitat de trajectòries possibles).

Fenòmens relatius a l'spin

La integració dels sistemes microfísics amb spin $1/2$ s'ha realitzat amb èxit a través de diverses aportacions que comencen amb el mateix Bohm en 1952 i s'estenen fins a 1988 (Dewdney, Holland, Kyprianidis i Vigier). Es caracteritzen per afegir a la descripció de la partícula per les seves coordenades espacials, altres com ara el seu moment angular intern. Aleshores el tractament donat en l'apartat on es desenvolupa la teoria sobre la mecànica

quàntica causal s'ha d'estendre a funcions d'ona tipus $\psi(\vec{x}, \alpha, \beta, \gamma, t)$ on α , β i γ són les coordenades angulars de la rotació intrínseca, una mena d'angles d'Euler (Berndl et al., 1995).

Cosmologia quàntica

El principi holístic que "l'estat del conjunt és prioritari al de les parts" ja va ser subratllat per Bohm als seus primers treballs. La insatisfactòria compatibilitat entre la mecànica quàntica i la relativitat fa pensar si la solució al problema d'unificació no passa per consideracions cosmològiques que superin limitacions del plantejament del clàssic sistema aïllat (Holland, 1993).

Conclusions i perspectives futures

Al nostre entendre el principal fruit de la teoria de de Broglie-Bohm-Bell és el de restaurar l'existència d'una imatge física en un camp que l'havia perduda, tot restaurant la unitat de la física malgrat introduir-hi notables aspectes no clàssics tals com les interaccions no locals, que semblen apuntar a nous conceptes físics relatius als microsistemes. En particular, la mecànica clàssica esdevé un cas límit de la quàntica, quan les pertorbacions introduïdes pel potencial quàntic són menyspreables.

Tanmateix, no hem d'interpretar la mecànica quàntica causal com a un retorn al determinisme clàssic. Hi ha un trencament amb la física clàssica la profunditat del qual només ara comencem a esbrinar. Un punt de vista fonamental sobre aquest tema és el d'*ordre implícit*, desenvolupat per Bohm (Bohm et al., 1987).

En el terreny experimental cal distingir les experiències tendents a comprovar la no-localitat en la paradoxa EPR, que sembla centrar-se en la variació dels paràmetres dels instruments durant el temps de vol de les partícules. Així mateix, hom detecta un ús creixent de la mecànica quàntica causal com a punt de partida per a la resolució de problemes concrets, com ara l'estudi del retard de les partícules que travessen barreres de potencial (McKinnon i Leavens, 1995). També cal citar l'interès detectat sobre la verificació experimental d'alguns aspectes de la mecànica bohmiana.

Consideracions sobre la funció d'ona de l'univers sencer no ens haurien de moure a l'escepticisme, donarien lloc a plantejaments cosmològics extraordinàriament interessants.

Les implicacions filosòfiques que apunten cap a un realisme holista només les citarem de passada perquè excedeixen el marc del present article. Cal notar també llurs implicacions sobre la multidisciplinària teoria general de sistemes.

Finalment, una conclusió qualitativa: hom detecta des de 1952 ençà una producció creixent d'articles sobre mecànica quàntica causal o que parteixen d'aquesta per a fins concrets.

Referències

- Nota: Alguns dels articles citats a continuació es poden trobar al llibre: "Quantum Theory of Measurement", J. A. Wheeler and W. H. Zurek, Princenton University Press (1983). Quan així sigui ho indicarem a més de l'original amb les sigles QTM i la referència de fulls al dit llibre.*
- EINSTEIN, A., PODOLSKY, B. i ROSEN, N., Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?, *Physical Review*, **47**, 777-780 (1935). QTM, pàg. 138.
- BOHM, D., A suggested interpretation of the quantum theory in terms of "hidden" variables, I and II, *Physical Review*, **85**, 166-193 (1952). QTM, pàg. 392.
- BELL, J. S., On the Einstein Podolsky Rosen Paradox, *Physics*, **1**, 195-200 (1964). QTM pàg. 403. Traducció al castellà a *Lo decible e indecible en mecánica cuántica*, J. S. Bell, Alianza Universidad (núm. 661), (Madrid, 1990).
- BOHM, D., HILEY, B. J. i KALOYEROU, P. N., An ontological basis for the quantum theory, *Physics Reports*, **144**, 323-375 (1987).
- FREEDMAN, S. J. i CLAUSER, J. F., Experimental test of local hidden-variable theories, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 938-941 (1972). QTM pàg. 414.
- FRY, E. S. i THOMPSON, R. C., Experimental test of local hidden-variable theories, *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 465-68 (1976). QTM pàg. 418.
- LAMEHI-RACHTI, M. i MITTIG, W., Quantum mechanics and hidden variables: a test of Bell's inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering, *Phys. Rev.*, **D14**, 2543-2555 (1976). QTM pàg. 423.
- ASPECT, A., Proposed experiment to test the non separability of quantum mechanics, *Phys. Rev.*, **D14**, 1944-51 (1976). Veure nota final de l'editor. QTM pàg. 435.
- HOLLAND, P. R., *The quantum theory of motion*, Cambridge University Press (1993).
- PHILIPPIDIS, C. et al., *Nuovo Cimento*, **52B i 71B**, 15-28 i 75-87 (1982).
- BERNDL, K. B., DAUMER, M., DÜRR, D., GOLDSTEIN, S. i ZANGHÌ, N., A survey of quantum mechanics, *Nuovo Cimento, Maggio-Giugno*, 740, (1995).
- BOHM, D. i HILEY, B. J., *The Undivided Univers*, Routledge i Ketan Paul. (London, 1993).
- BOHM, D., *La totalidad y el orden implicado*, Ed. Kairós (Barcelona, 1987).
- McKINNON, W. R. i LEAVENS, C. R., Distributions of delay times in Bohms causal interpretation of quantum mechanics, *Phys. Rev. A*, , 2748 (1995).

(Ve de la pàgina 1)

Les possibilitats de treball dels llicenciats en Física a l'ensenyament secundari públic no s'esgoten en les places de física i química. Tradicionalment "molts" dels llicenciats en Física han optat per places de matemàtiques. Però "molts" no són tampoc tants. El curs 94-95 només n'hi havia 310 d'un total d'uns 2.000 professors de matemàtiques, és a dir, no s'arribava al 16 % del total. I la informació que es dedueix dels resultats de les dues últimes convocatòries d'oposicions indica una tendència a la baixa en la proporció de físics (respecte de la de matemàtics) que s'hi incorporen.

S'és conscient d'aquesta trista situació a les "fàbriques de físics"? Fins a quin grau els nous plans d'estudis de la llicenciatura en Física no agreugen la situació en no obrir portes cap a una opció de formació lleugerament més polivalent en física i química? Fins a quin punt, a més, no es tanca també l'opció que molts físics tradicionalment han fet per dedicar-se a l'ensenyament de les matemàtiques? I, per damunt d'això, tan impotents ens sentim per no poder garantir, ni a la llarga, que la física del batxillerat sigui impartida predominantment pels professionals d'aquesta especialitat científica? N'hi ha per pensar-s'ho.