

Una nova versió del test de Popper sobre la mecànica quàntica

Albert Bramon*

Introducció

Encara que ningú no dubta dels èxits espectaculars de la mecànica quàntica (MQ) a l'hora de donar compte d'una amplíssima varietat de resultats experimentals, no tothom està d'acord en la interpretació que cal donar al seu formulisme o en les possibilitats que constitueixi, a llarg termini, la teoria definitiva. A la llista dels detractors de «l'ortodòxia quàntica», figuren, entre d'altres, noms tan distingits com els de Karl Popper, Albert Einstein i David Bohm, a qui devem una sèrie d'experiments, tot sovint en versió idealitzada, que pretenen posar a prova aspectes interpretatius o la mateixa validesa de l'esmentada teoria quàntica. L'objectiu d'aquest treball és el de continuar en aquesta línia, analitzant un nou test idealitzat en què conflueixen idees inicialment aportades per aquests tres reconeguts pensadors.

L'any 1934, Popper va publicar una primera versió (Popper, 1934) del que, amb el temps, va acabar sent la proposta d'experiment, molt més precisa i ben formulada pel mateix autor (Popper, 1982, 1987), que després descriurem i, més endavant encara, modificarem en un intent de millorar-la. Es tracta, en l'opinió de Popper, d'un test «crucial». És a dir, d'un test capaç de discriminar inequívocament entre dues interpretacions oposades de la MQ pel que fa, sobretot, a l'origen merament estadístic de les seves prediccions i al paper que hi té la informació que es pot tenir sobre el sistema en estudi. El test confronta, doncs, dues interpretacions:

- I) Una és la interpretació estàndard (o de Copenhaguen) que, en paraules de Heisenberg del tot contràries al realisme popperian, afirma (Krips, 1984):

«[...] that objective reality has evaporated and quantum mechanics does not represent particles, but rather our knowledge, our observations, or our consciousness of particles.»

- II) L'altra interpretació és la del mateix Popper, que rebutja el subjectivisme inherent a l'afirmació anterior i el pes que es dona a les nocions de *coneixement* i *consciència*. Defensa, en canvi, posicions properes

* **Albert Bramon i Planas** (Banyoles, 1942) és doctor en Física per les universitats de Bolonya i Madrid i, actualment, catedràtic de Física Teòrica a la Universitat Autònoma de Barcelona. Ha treballat en partícules elementals i mecànica quàntica (bramon@ifae.es).

al «realisme científic». En aquest sentit, atribueix el caràcter estadístic de les prediccions de la MQ, per a cada seqüència iterativa d'un experiment, a les «propensions objectives» de les condicions en què es realitza (Krips, 1984):

«We have to visualize the conditions as endowed with a tendency, or disposition, or *propensity*, to produce sequences with particular frequencies.»

Com és ben sabut, Einstein simpatitzava també amb posicions de «realisme» com aquestes. El seu conegut treball de 1935 amb Podolsky i Rosen (Einstein et al., 1935) n'és un exemple evident. S'hi analitza magistralment un experiment ideal en què, com en la proposta de Popper, s'estudien les correlacions en les posicions i en els moments lineals de dues partícules procedents d'una desintegració. Aquesta coincidència va motivar un bescanvi de cartes entre els dos autors i les millores a la proposta inicial de Popper esmentades abans. En el treball d'Einstein, Podolsky i Rosen (EPR) s'hi discuteix la completesa de la MQ, però no és difícil d'entreveure-hi l'auguri (o, fins i tot, l'esperança?) que aquesta teoria acabaria sent falsada experimentalment. De fet, tal com explica recentment Asher Peres (Peres, 2002), Podolsky va filtrar al *New York Times* del 15 de maig de 1935 el contingut del treball d'EPR insinuant que s'hi mostrava ja la falsedat de la MQ. Tot i que aquesta filtració va molestar profundament Einstein, també va fer més palesa la seva oposició a les idees quàntiques i va contribuir a l'àmplia difusió del treball d'EPR (Einstein et al., 1935).

Una vintena d'anys més tard, David Bohm (Bohm, 1951) va reformular l'anàlisi d'EPR, la va adequar a situacions experimentalment més factibles i en va extreure la simplicitat formal, una simplicitat que evidenciava, més que mai, les veritables dificultats conceptuals de l'anàlisi. D'una banda, i gràcies als importants treballs de John Bell, la proposta Bohm-EPR va portar al desenvolupament, tant des del vessant teòric com des de l'experimental, del prolífic camp de les desigualtats de Bell. Tot i la seva importància, però, no ens ocuparem d'aquest tema en el present treball. D'altra banda, i com hem dit, el tractament de Bohm feia més simple i nítida l'anàlisi d'EPR. Ho aconseguia substituint l'ús dels observables posició i moment lineal —ambdós amb espectre continu— per l'ús de diferents components

de l'spin —amb espectre discret— i, per això, de tractament més senzill formalment i matemàticament. Aquesta mateixa substitució a favor de components ortogonals de spins, aplicada ara a la proposta de Popper, ens permetrà simplificar-la anàlogament i, el que és més important, alliberar-la de les crítiques que ha anat rebent per part de diferents autors (Bedford et al., 1985; Short, 2001).

Analitzem aquestes crítiques en l'apartat següent, després d'haver descrit la proposta de Popper. En «Nova proposta a la manera de Bohm» s'introdueixen les modificacions pertinents, inspirades en els treballs de Bohm i, gràcies a això, s'aconsegueix una nova versió millorada i realment decisiva. «El paper de la informació» conté comentaris derivats de l'anàlisi d'aquesta proposta i, finalment, acabem amb unes breus conclusions.

El test de Popper

Considerem una partícula inicial que es desintegra en una parella de partícules d'identica massa, emeses amb moments lineals oposats en el sistema centre de masses, $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 \equiv \hbar(\vec{k}_1 + \vec{k}_2) = 0$. Suposem, a més a més, que les desintegracions es van succeint, l'una rere l'altra, des de l'origen O d'aquest sistema, de manera que podem aparellar correctament els dos membres de cada parella. Als plans $x = \pm d$ hi colloquem sengles pantalles amb una esclatxa paral·lela a l'eix OZ a cada una, (vegeu la figura 1 superior). Aquestes pantalles impedeixen el pas de les partícules excepte a través de les esclatxes, $-a \leq y \leq +a$, d'amplada $2a$, simètricament centrades als punts $x = \pm d$ de l'eix OX . Més enllà de cada esclatxa, i lluny d'ella, hi ha rengleres de detectors que mesuren les direccions en què arriben els membres de cada parella i les components y (verticals) dels respectius moments lineals. Donada la simetria del problema, i admetent les condicions ideals que hem esmentat en virtut de les quals les partícules parel·leres s'allunyen col·linealment de O , tota detecció a l'esquerra (E) vindrà acompanyada d'una detecció a la dreta (D). Per tant, podem conèixer les components y dels moments dels dos membres de cada parella, $(k_y)_{E,D} \equiv k_{E,D}$, on hem suprimit el subíndex y i treballem en unitats $\hbar = 1$.

Si les esclatxes són prou estretes i els moments lineals adequats, $a|\vec{k}_{E,D}| \sim 1$, es produirà difracció en cada esclatxa. Les distribucions estadístiques de k_E i de k_D mostraran valors esperats nuls, $\langle k_{E,D} \rangle = 0$, per raons de simetria, i les respectives indeterminacions —«dispersions» al voltant de $\langle k_{E,D} \rangle = 0$, en els escrits de Popper— seran $\Delta k_{E,D} \simeq 1/2a$, com passa en fenòmens de difracció. Així ho dictamina també el principi de Heisenberg,

$$\Delta y_{E,D} \Delta k_{E,D} \geq 1/2, \quad (1)$$

aplicat a les components verticals dels moments i de les

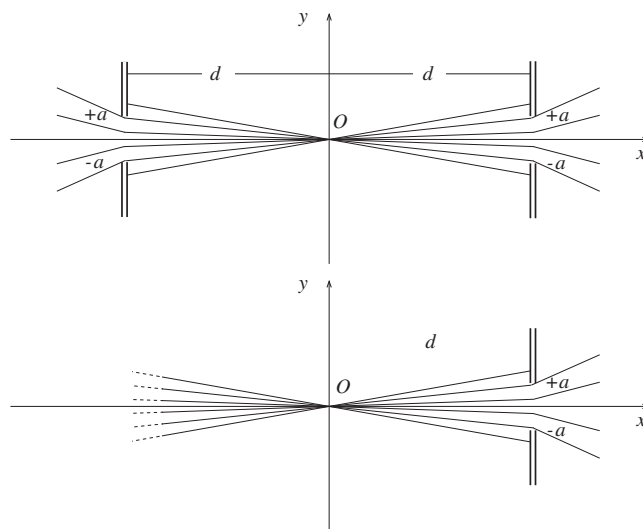


Figura 1: A dalt: esquema de l'experiment proposat per Popper on una font situada a l'origen O emet parelles de partícules amb moments oposats que es dirigeixen cap a dues pantalles amb sengles esclatxes simètricament col·locades. Les parelles que travessen les esclatxes són finalment detectades per una columna vertical de detectors llunyans (no dibuixats en la figura) que mesuren la component vertical del moment de cada partícula i en mostren així la difracció. A sota: el mateix esquema anterior amb un únic canvi: s'ha enretirat l'esclatxa de l'esquerra

posicions de cada partícula, ja que aquestes han estat «filtrades» per les esclatxes amb $\Delta y_{E,D} \simeq a$. Si reduïm ulteriorment l'amplada $2a$ d'ambdues esclatxes, amb la qual cosa s'empetiteix $\Delta y_{E,D}$, augmentaran els valors de $\Delta k_{E,D}$. Aquesta dependència la indiquem així: $\Delta k_{E,D}(a, a) \simeq 1/2a$, on hem afegit dos arguments a que l'expliciten i ens indiquen l'amplada comuna de les dues esclatxes. Més concretament, $\Delta k_E(a, a)$ representa la «dispersió» en la component vertical dels moments mesurats a l'esquerra, k_E , condicionats al fet que el membre de la dreta hagi passat per la seva esclatxa i hagi arribat a algun detector, i recíprocament per $\Delta k_D(a, a)$. Si féssim les esclatxes molt més amples, escriuríem $\Delta k_{E,D}(\infty, \infty)$ i comprovaríem que es produeix difracció a ambdós costats, $\Delta k_{E,D}(a, a) > \Delta k_{E,D}(\infty, \infty)$.

Suposem ara que, tal com s'indica en la figura 1 inferior, modifiquem l'experiment enretirant la pantalla de l'esquerra o, el que és el mateix, fent molt ampla la seva esclatxa. L'esclatxa de la dreta roman *in situ* amb amplada $2a$ i, recordem-ho, tot s'ha preparat per aconseguir que les dues partícules fugin col·linealment l'una de l'altra amb l'origen O al bell mig. Té per això ple sentit que, per a esdeveniments on es detecten ambdós membres de cada parella, ens fem les dues preguntes següents:

a) S'observarà a l'esquerra, on ja no hi ha esclatxa i les partícules viatgen lliurement, una dispersió com la d'abans ocasionada «virtualment» per l'esclatxa que enca-

ra hi ha a la dreta?

b) Continuarà creixent aquesta dispersió de la component y del moment de l'esquerra, $\Delta k_E(\infty, a)$, quan s'estrenyi més i més l'esclatxa que filtra les ordenades $-a \leq y \leq +a$ a la dreta?

Popper manté que la resposta a aquestes preguntes depèn crucialment de la interpretació que es doni a la MQ: la seva pròpia (II) o, alternativament, la de Copenhaguen (I). Paga la pena recórrer a les paraules, prou entenedores i contundents, del mateix Popper (Popper, 1987):

«My prediction is that the diffraction scatter on the left disappears and the remaining scatter, by contrast, increases with increasing width of [the right-slit]. The prediction of the Copenhagen interpretation is that the diffraction scatter on the left does not disappear and [...] it becomes wider if we narrow [the right-slit width...]. So the two interpretations arrive at opposite predictions; that is to say, we have a crucial experiment.»

El raonament de Popper pel que fa a les prediccions de la seva pròpia concepció de la MQ l'hem de donar per bo (només faltaria!). Les condicions en què es fan els dos experiments (figura 1) han canviat i també cal esperar que ho facin els resultats respectius. En canvi, els raonaments que s'han de fer (i que Popper presenta molt succintament) per arribar a les prediccions de la MQ estàndard són més subtils i convé subdividir-los en els quatre punts següents:

a) És evidentment cert que, per al conjunt de parelles estudiat, el membre de la dreta ha passat per l'interval $-a \leq y_D \leq +a$, el marcat per l'esclatxa que ha travessat realment.

b) Encara que la partícula parellera de l'anterior no s'ha trobat cap esclatxa en el seu camí, també sabem que ha passat per l'interval $-a \leq y_E \leq +a$ (i que, per això, hauria superat l'esclatxa de la figura 1 superior), ja que admitem que els dos membres de cada parella es mouen col·linealment. Per tant, dins de l'ortodòxia quàntica cal respondre afirmativament a la *primera* de les dues preguntes anteriors.

c) En passar pels intervals $-a \leq y_{E,D} \leq +a$ s'han realitzat mesures de les coordenades y d'ambdues partícules amb precisió $\Delta y_{E,D} \simeq a$; per tant, ara es troben en estats quàntics amb $\Delta y_{E,D} \simeq a$.

d) I finalment, el principi de Heisenberg (1), aplicat concretament a la partícula de l'esquerra, per a la qual $\Delta y_E \simeq a$, ens porta inevitablement a $\Delta k_E(\infty, a) \simeq 1/2a$, que creix quan a disminueix, és a dir, a la mateixa resposta a la *segona* pregunta que Popper atribueix a la MQ ortodoxa.

Aquesta sèrie d'arguments no és, però, correcta en el marc de la MQ. Alguns autors l'han criticada, i amb

raó, pel que fa al punt b i la pretesa col·linealitat de les dues partícules parelleres (Bedford et al., 1985; Short, 2001). El principi de Heisenberg, clau de volta de la MQ, s'ha d'aplicar també a la partícula inestable inicial o , el que és equivalent, al sistema global format per les dues partícules finals de cada desintegració. Concretant-ho en les components verticals de moments i posicions, les que protagonitzen la discussió del test de Popper, cal que es verifiqui la desigualtat

$$\Delta(k_E + k_D)\Delta[(y_E + y_D)/2] \geq 1/2. \quad (2)$$

Els dos membres de cada parella no poden moure's amb estricta col·linealitat, de manera que s'invalida així l'argumentació anterior i, en particular, que la MQ doni una resposta afirmativa a la primera d'aquelles preguntes. A causa de la fita no nul·la de l'expressió (2), en els experiments esquematitzats a la figura 1, la dispersió en moments verticals serà més gran en el primer que en el segon cas, $\Delta k_E(a, a) > \Delta k_E(\infty, a)$. Efectivament, les partícules parelleres de les que han travessat l'esclatxa que hi ha sempre a la dreta arriben al pla $x = -d$ amb una dispersió Δy_E més gran que $\Delta y_D \simeq a$ i, només amb la presència física d'una esclatxa a $x = -d$ (fig. 1 superior), es produirà un filtratge més estricte amb $\Delta y_E \simeq a$, que n'augmentarà la dispersió. L'experiment òptic de Kim i Shih ho ha comprovat (Kim et al., 1999), encara que la interpretació que en fan els mateixos autors presenti importants diferències amb la d'altres (Short, 2001). Tot i això, queda pendent la *segona* pregunta i, novament, l'anàlisi en MQ que en fan diferents autors no coincideix. No queda clar si el principi de Heisenberg (2), que cal aplicar a posicions i moments de la parella conjunta, invalida *sempre* els arguments esmentats. En lloc d'intentar aclarir aquest punt del test de Popper, seguirem un camí més pragmàtic: buscarem un nou sistema que, tot i respectar els límits del principi de Heisenberg, la seva aplicació no tingui les conseqüències negatives que té en la versió original del test.

Nova proposta a la manera de Bohm

És en aquest punt on la simplificació de Bohm, que suggereix de treballar amb spins i que ja hem esmentat abans, entra en joc. Tal com s'ha proposat a Bramon et al., considerarem l'estat de spin nul, format per dues partícules de spin $j \geq 1$. Es tracta de l'estat *singlet*

$$|\Phi\rangle_j = \frac{1}{\sqrt{2j+1}} \sum_{m=-j}^{m=+j} (-1)^{j-m} |m\rangle_E | -m\rangle_D, \quad (3)$$

de propietats ben conegudes. En particular, té exactament nul·les totes les components de l'spin total, és a dir, tant el valor esperat de la suma $\vec{S}_E^{(j)} + \vec{S}_D^{(j)}$, com la corresponent indeterminació, són zero en qualsevol direcció. Podríem escriure, com en física clàssica, que per a l'estat singlet, $\vec{S}_E^{(j)} + \vec{S}_D^{(j)} = 0$ i que, per tant, les

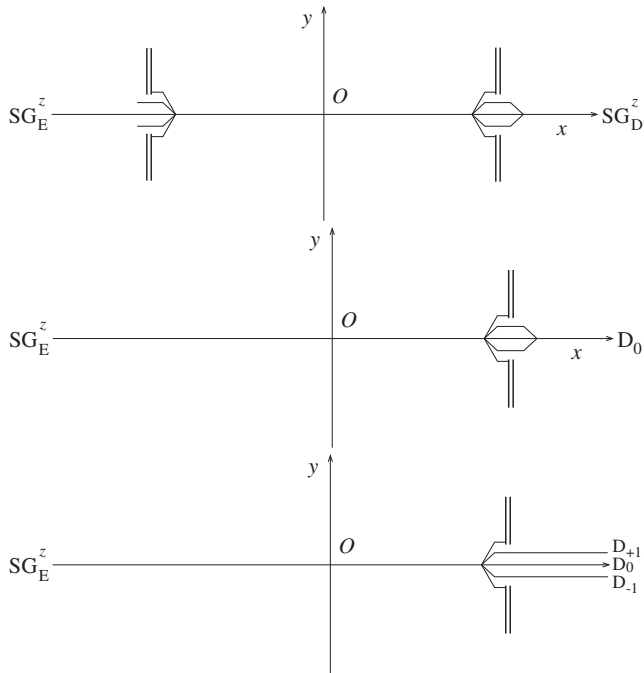


Figura 2: Esquema de l'experiment que proposem com a millora del de Popper. La font a O té spin zero (és un singlet de spin) i emet parelles de partícules de spin j que formen feixos oposats i es troben amb camps magnètics i pantalles amb esclatxes. Els camps, amb gradients segons l'eix OY , poden separar verticalment el feix entrant en $2j+1$ subfeixos i reajuntar els $2t+1$ que no han estat bloquejats a les pantalles. Com a exemple, hem fixat $j=2$ i $t=1$. Un aparell de Stern-Gerlach SG_E^z mesura la component z (normal al pla de la figura) de la partícula que va cap a l'esquerra. A dalt: un segon aparell de Stern-Gerlach SG_D^z detecta l'altre membre de la parella i en mesura també $S_z^{(j)}$. Aquestes mesures mostren dispersió en una situació que és del tot simètrica. Al mig: s'ha enretirat el filtratge de l'esquerra i, a la dreta, un únic detector identifica totes les partícules que han passat per l'esclatxa. A sota: s'ha eliminat l'últim camp magnètic i no reajuntem els subfeixos. Una columna de detectors mesura $S_y^{(j)}$ a la dreta

anticorrelacions que mostren els dos kets ($\pm m$) de cadascun dels sumands de l'equació (3) són estrictes. També podríem dir, més clar i català, que els dos spins estan perfectament capiculats, aprofitant així un idiotisme acceptat pel mestre Fabra. Aquestes circumstàncies, que simplifiquen dràsticament l'anàlisi, no es donaven en la proposta de Popper. Allí teníem la fita $1/2$ en l'expressió del principi de Heisenberg (2) i ara, en canvi, tenim

$$\Delta[(S_y^{(j)})_E + (S_y^{(j)})_D] = \Delta[(S_z^{(j)})_E + (S_z^{(j)})_D] = 0. \quad (4)$$

Tot i això, les dues situacions continuen sent anàlogues per a cada partícula considerada individualment. Per als spins de cadascuna d'elles, el principi de Heisenberg estableix que

$$(\Delta S_y^{(j)})_{E,D} (\Delta S_z^{(j)})_{E,D} \geq \frac{1}{2} |\langle (S_x^{(j)})_{E,D} \rangle| = 0, \quad (5)$$

on l'última igualtat, que porta a un valor nul, és conseqüència de la isotropia de l'spin de cada membre individual del singlet, $\langle (S_{x,y,z}^{(j)})_{E,D} \rangle = 0$. A causa d'aquest zero, l'expressió (5) només és formalment semblant a la (1) del cas de Popper, on apareix una fita inferior no nul·la. L'analogia es fa més estreta, però, en notar que per a cadascuna de les dues partícules soltes del singlet, per a les quals acabem de comentar que $\langle (S_{x,y,z}^{(j)})_{E,D} \rangle = 0$, tindrem també que $\langle (S_{x,y,z}^{(j)})_{E,D}^2 \rangle = (\Delta S_{x,y,z}^{(j)})_{E,D}^2$ i, finalment, que

$$j(j+1) = (\Delta S_x^{(j)})_{E,D}^2 + (\Delta S_y^{(j)})_{E,D}^2 + (\Delta S_z^{(j)})_{E,D}^2, \quad (6)$$

on el creixement d'algun o alguns sumands ha d'anar acompanyat del decreixement d'un altre o d'altres. Una situació anàloga a la del principi de Heisenberg, que és la peça clau en la present discussió, i amb una analogia que reforçarem més endavant.

Els dos últims paràgrafs ens mostren que les components ortogonals dels spins j de cada partícula individual, $(S_y^{(j)})_{E,D}$ i $(S_z^{(j)})_{E,D}$, són observables incompatibles i complementaris, com la posició i el moment verticals en el cas de Popper; però també que les sumes d'aquells observables, $(S_y^{(j)})_E + (S_y^{(j)})_D$ i $(S_z^{(j)})_E + (S_z^{(j)})_D$, deixen de ser-ho per al sistema global, cosa que no passava en el cas de Popper i n'invalidava un tractament senzill. Ara es tracta de veure com podem aprofitar aquesta nova situació on tant $(S_y^{(j)})_E + (S_y^{(j)})_D$ com $(S_z^{(j)})_E + (S_z^{(j)})_D$ prenen valors nuls estrictament i simultàniament.

Ho farem suposant que disposem d'estats singlets de spin, ubicats prop de l'origen O i pràcticament en repòs, de manera que no es contradigui el principi de Heisenberg (2). Admetem també que es desintegren en dues partícules de spin j que s'allunyen l'una de l'altra i que, una vegada collimades, formen dos feixos oposats (E i D) que podem dirigir envers dos aparells de Stern-Gerlach molt llunyans que mesurin les components z dels spins, $(S_z^{(j)})_E$ i $(S_z^{(j)})_D$ (vegeu la figura 2 superior). Aquests observables, que sempre mesurarem conjuntament per a membres aparellats, fan el paper dels observables k_E i k_D del cas de Popper, respectivament. El paper que hi feien les pantalles amb esclatxes, ara el fan unes pantalles semblants, complementades amb uns camps magnètics amb gradient al llarg de l'eix OY , ubicats davant i darrere de les esclatxes. Un primer camp separa les $2j+1$ components y de l'spin de cada feix. Tot seguit, cada feix es troba amb una pantalla on s'hi ha practicat una esclatxa centrada en els punts $x = \pm d$ de l'eix horitzontal OX , és a dir, com les que teníem en el cas de Popper. Cada pantalla deixa passar (filtra) els $2t+1$ subfeixos centrals solament. Una vegada han passat aquests $2t+1$ subfeixos seleccionats, que tenen components y de spin $|m_y| \leq t \leq j$, els recombinem en un nou feix mitjançant camps magnètics que inverteixen els efectes dels anteriors. Resumint, hem preparat

l'estat global

$$|\Phi\rangle_{t \leq j} = \frac{1}{\sqrt{2t+1}} \sum_{m_y=-t}^{m_y=+t} (-1)^{j-m_y} |m_y\rangle_E | -m_y\rangle_D, \quad (7)$$

que conté els $2t+1$ termes centrals de la superposició que definia l'estat singlet inicial (3) quan, aprofitant la seva invariància per rotacions, s'expressava amb kets propis de $(S_y^{(j)})_{E,D}$. L'estat (7) ja no és invariant sota rotacions però, restringint-nos només a la component y , encara tenim els kets de cada sumand perfectament capiculats i $\Delta[(S_y^{(j)})_E + (S_y^{(j)})_D] = 0$. Quan els dos membres de cada parella arriben als aparells de Stern-Gerlach llunyans es mesuren $(S_z^{(j)})_E$ i $(S_z^{(j)})_D$, que mostraran valors esperats nuls i dispersions $(\Delta S_z^{(j)})_{E,D}(t,t)$, on els arguments t caracteritzen l'amplada de les esclatxes i fan el paper de les a a $\Delta k_{E,D}(a,a)$. Com abans, $(\Delta S_z^{(j)})_E(t,t)$ és la dispersió de les mesures del membre de l'esquerra condicionades que el seu company hagi superat l'esclatxa de la dreta. Com comprovarem més endavant, a l'equació (10), tornarem a tenir dispersió a tots dos costats, $(\Delta S_z^{(j)})_{E,D}(t,t) > (\Delta S_z^{(j)})_{E,D}(j,j)$, sempre que la presència de les esclatxes, amb $t < j$, bloquegi el pas d'algun subfeix, semblantment a quan abans teníem $\Delta k_{E,D}(a,a) > \Delta k_{E,D}(\infty,\infty)$.

Modifiquem ara les condicions experimentals, tal com indica la figura 2 central, enretirant els camps magnètics i l'esclatxa de la part esquerra i deixant-los presents, com fins ara, al costat dret. Seguim també treballant amb les mesures de $(S_z^{(j)})_E$ condicionades a la detecció de la partícula parellera a la dreta, havent superat l'esclatxa que hi roman. Ens interessem per la dispersió d'aquestes mesures, $(\Delta S_z^{(j)})_E(j,t)$, i no pas en la dispersió del costat dret. Per això, podem simplificar l'esquema substituint l'aparell de Stern-Gerlach de la dreta per un sol detector en el camí del feix ja recombinat més enllà de l'esclatxa. Pel que fa a $(\Delta S_z^{(j)})_E(j,t)$ podem fer-nos les mateixes dues preguntes d'abans adaptant-les senzillament a la nova situació experimental. La resposta que dóna la MQ a la primera pregunta és òbvia: les dues situacions esquematitzades a les figures 2 superior i central produeixen les mateixes dispersions, $(\Delta S_z^{(j)})_E(t,t) = (\Delta S_z^{(j)})_E(j,t)$. Efectivament, la MQ preveu exactament el mateix estat (7) tant si s'obté de l'estat singlet (3) filtrant a tots dos costats (fig. 2 superior) com si només filtra a un sol costat (fig. 2 central). L'anticorrelació entre els sumands, cadascun amb $\pm m_y$, és perfecte i el filtratge doble es fa inútil. Popper hauria atribuït la mateixa predicció a la MQ i la contrària a la seva personal interpretació. El test associat a la primera pregunta és ara crucial.

El mateix passa amb la segona pregunta. Ara adquireixen protagonisme els observables $(S_y^{(j)})_{E,D}$ per als quals hi ha anticorrelacions perfectes. Gràcies a aquest

fet i a la simetria de l'estat, la MQ estàndard prediu molt senzillament

$$\begin{aligned} (\Delta S_y^{(j)})_E^2(j,t) &= \langle (S_y^{(j)})^2 \rangle_E(j,t) = \\ &= \frac{1}{2t+1} \sum_{m_y=-t}^{m_y=+t} m_y^2 = \frac{1}{3}t(t+1), \end{aligned} \quad (8)$$

ja que aquests són els resultats que imposa l'obligada detecció dels $2t+1$ feixos recombinats a la dreta. Fent més ús d'arguments de simetria, l'equació (6) esdevé

$$j(j+1) = (\Delta S_y^{(j)})_{E,D}^2 + 2(\Delta S_z^{(j)})_{E,D}^2, \quad (9)$$

que és l'expressió que finalment hem de comparar amb el principi de Heisenberg (1). Les anticorrelacions entre els dos factors de (1) —el creixement de l'un implica decreixement de l'altre— es corresponen amb les anticorrelacions entre els dos sumands de (9) —on hi passa qualitativament el mateix. D'acord amb la dita popular, «quan l'un colla, l'altre amolla» en ambdues situacions. La MQ estàndard acaba predint, doncs,

$$\begin{aligned} (\Delta S_z^{(j)})_E^2(j,t) &= (\Delta S_z^{(j)})_E^2(t,t) = \\ &= \frac{1}{2}[j(j+1) - \frac{1}{3}t(t+1)] \geq \frac{1}{3}j(j+1), \end{aligned} \quad (10)$$

que justifica l'afirmació feta abans sobre l'existència de difracció, $(\Delta S_z^{(j)})_{E,D}(t,t) > (\Delta S_z^{(j)})_{E,D}(j,j) = \frac{1}{3}j(j+1)$, si $t < j$ (la del costat dret, per la simetria de la figura 2 superior). També queda clar que $(\Delta S_z^{(j)})_E(j,t)$ creix quan t decreix, és a dir, quan el filtratge únic de la dreta es fa més estricta. Popper tampoc no canviaria el veredict (que afirma el contrari) de la seva interpretació de la MQ. El test amb spins, pel que fa a la segona pregunta, torna a ser decisiu.

El paper de la informació

Per Popper, la informació disponible sobre un sistema o el coneixement que en pugui tenir un observador no poden adquirir la importància cabdal que els atribueix la citació de Heisenberg reproduïda a la introducció d'aquest article. Quan Popper prediu que, segons la interpretació de Copenhaguen, la dispersió a l'esquerra a es manté per la mera presència de l'esclatxa de la dreta i b) augmenta si l'esclatxa es fa més estreta, ho atribueix al fet que (Popper, 1987):

«[...] we indirectly measure the y -position of the particle on the left when it reaches $x = -d$ and it is our measurement or, according to Heisenberg, our knowledge, that creates scatter by the uncertainty principle.»

Podem analitzar el paper de la informació en la nostra proposta?

Per fer-ho convé modificar novament el nostre esquema i passar de la figura 2 central a la figura 2 inferior. La diferència és mínima: a la dreta hem enretirat l'últim camp magnètic, el que recombinava en un únic feix els $2t + 1$ subfeixos no bloquejats per la pantalla. Ara, aquests subfeixos de la dreta, amb diferent component m_y cadascun, van separatament i els podem detectar amb una renglera vertical de detectors que ens informen del valor de m_y corresponent a cada subfeix. La dispersió $(\Delta S_z^{(j)})_E(j, t)$ no és la mateixa per a esdeveniments pertanyents a un subfeix o a un altre. Les parelles per a les quals el membre de la dreta dona un valor de $|m_y|$ més baix, tenen dispersions $(\Delta S_z^{(j)})_E(j, t)$ més grans. Si $(\Delta S_z^{(j)})_E(j, \bar{t})$ representa la dispersió que correspondria a mesures fetes a l'esquerra en coincidència amb membres bloquejats per la pantalla de la dreta, tindriem

$$(\Delta S_z^{(j)})_E^2(j, \bar{t}) = \frac{1}{3}j^2 + \left(\frac{1}{4} - \frac{t}{6}\right)j - \left(\frac{t^2}{6} + \frac{t}{4} + \frac{1}{12}\right), \quad (11)$$

que decreix quan augmentem t . Com més estreta sigui, doncs, l'esclatxa de la dreta, més gran és la predicció MQ per als casos així filtrats, tal com hem vist. El coneixement, que ara és més detallat que abans gràcies a la informació sobre m_y , ens permet una *classificació* en subconjunts de m_y diferents del total d'esdeveniments amb detecció doble. Aquesta *classificació*, que implica seleccionar subconjunts parcials amb diferent $(\Delta S_z^{(j)})_E(j, t)$, és la responsable del comportament MQ descrit. El coneixement no «crea» dispersió, això sí, permet d'evidenciar-la.

Conclusions

Hem analitzat un test proposat per Popper sobre possibles interpretacions de la mecànica quàntica: la seva pròpia i l'estàndard. D'acord amb moltes altres anàlisis, hem criticat el test perquè no té degudament en compte, en tots els seus aspectes, el principi de Heisenberg que hi té el paper fonamental. En contra del que opinava Popper, el test no és, doncs, crucial. Però admet una modificació que, respectant plenament i aprofitant les conseqüències d'aquell principi, fa que el test sigui més entenedor i recuperi el seu caràcter decisiu. Cal recórrer a idees semblants a les que van permetre a Bohm una encertada i dràstica simplificació del fenomen EPR, que té una clara relació amb el test de Popper. És a dir, cal considerar components ortogonals de spins i treballar amb els dos membres de spin j emesos per la desintegració d'un estat singlet de spin. L'anàlisi és senzilla, dona els resultats desitjats, segueix paral·lelament les etapes de la proposta original i, com hem dit, l'allibera de les crítiques esmentades.

D'altra banda, aquest test idealitzat que hem proposat a la manera Popper-Bohm, il·lustra amb certa claredat el paper de la informació en MQ: un paper important a l'hora de *classificar* de diferents maneres els resultats

de les mesures i, per tant, amb una aparent possibilitat de modificar aquests resultats. Es tracta d'una mera aparença, tot i que algunes afirmacions de Heisenberg, que Popper pren al peu de la lletra (i fins i tot radicalitza), semblin donar més pes a la informació. El seu pes es limita a permetre classificar més detalladament el conjunt total de dades en subconjunts que presenten major o menor dispersió. El fet de restringir les anàlisis només a alguns d'aquests subconjunts, cosa irrealitzable en absència d'informació, permet d'evidenciar la dispersió en major o menor grau.

Una qüestió del tot diferent, però de clara importància, és saber a favor de qui discriminaria en cas de realitzar-se experimentalment el test de Popper. En aquest sentit, només hem esmentat que l'experiment de Kim i Shih (Kim et al., 1999) sembla afavorir l'ortodòxia quàntica tot i que està afectat per les crítiques abans esmentades. Creiem que un test modificat com el que proposem, lliure d'aquestes crítiques, confirmaria del tot la MQ i contradiria els punts de vista de Popper. Avui dia disposem de molts casos on altres aspectes aparentment màgics de les correlacions quàntiques, com les que hi ha entre les parelles que hem discutit, s'han confirmat plenament en diversos experiments.

Bibliografia

- POPPER, K. R., *Die Naturwissenschaften*, **22**, 807 (1934).
 EINSTEIN, A., PODOLSKY, B. i ROSEN, N., *Phys. Rev.*, **47**, 777 (1935).
 POPPER, K. R., *Quantum Theory and the Schism in Physics*, Hutchinson (London, 1982).
 POPPER, K. R., *Open Questions in Quantum Physics*, Tarozzi G., van der Merwe A. (ed.), Dordrecht (Dordrecht, 1984).
 POPPER, K. R., *Nature*, **328**, 675 (1987) i **329**, 112 (1987).
 KRIPS, H., *Brit. J. Phil. Sci.*, **35**, 253 (1984). Citacions que s'analitzen a fons en la recensió dels punts de vista de Popper sobre la MQ.
 PERES, A., *Stud. History Philos. Modern Physics*, **33**, 23 (2002) [arXiv:quant-ph/9910078].
 BOHM, D., *Quantum Theory*, Prentice Hall (Englewood Cliffs, N. J., 1951).
 D. BEDFORD, D. i SELLERI, F., *Lett. Nuo. Cim.*, **42**, 325 (1985).
 COLLETT, M. J. i LOUDON, R., *Nature*, **326**, 671 (1987) i **328**, 675 (1987).
 KIM, Y. H. i SHIH, Y., *Found. Phys.*, **29**, 1849 (1999) [arXiv:quant-ph/9905039].
 BRAMON, A., BAGAN, E. i MUÑOZ-TAPIA, R. en redacció.
 SHORT, A. J., *Found. Phys.*, **14**, 275 (2001) [quant-ph/0005063].