

# Mecaniche cuantistiche te scuele secondarie<sup>#</sup>

ALBERTO STEFANEL\*, MARISA MICHELINI\*,  
RENZO RAGAZZON\* & LORENZO SANTI\*

**Ristret.** Un projet pe inovazion didatiche e la formazion dai insegnants in Mecaniche Cuantistiche al consist di doi elements principâi: i plui impuartants esperiments tradizionâi (p.e. Franck-Hertz, interference, polarizazion) e la formulazion di Dirac de teorie. In cheste note o sbozìn une strategjie pussibile par introdusi il formalisim di fonde de Mecaniche Cuantistiche cence pretindi cognossincis avanzadis di matematiche o fisiche. La “formulazion di Dirac” de Mecaniche Cuantistiche e ven disvilupade traviere la juste generalizazion de descrizion di un sempliç sistem a doi stâts, al ven a stâi la polarizazion liniâr di fotons che a interagjissin cun polaroids e cristai birefranzents. O discutìn ançe la relazion jenfri osservabilis fisichis e operadôrs liniârs, une conession che, par solit, e je considerade il concet “plui difiçil” de Mecaniche Cuantistiche. Un studi di fatibilitât didatiche al è stât pussibil midiant une sperimentazion intune cuinte di Liceu.

**Peraulis clâf.** Mecaniche cuantistiche, inovazion didatiche, formazion dai insegnants

**1. Lis ideis di fonde de nestre propueste di cors.** La Mecaniche Cuantistiche, par solit, e ven introdusude cuntune visite guidade traviere il so disvilup storic, adun cu la rivisitazion critiche di cierts esperiments cruziâi. Al di là dai tancj vantaçs (Messiah 1961), chest ategjament si puarte daûr cualchi difiet grivi, massime tes tratazions elementârs là che nol reste spazi par lâ plui inlâ dai prins rudiments su la dualitât onde-particelle, che tradizionalmentri e je seguide (o precedude) di une descrizion de strategjie di Bohr pe cuantizazion atomiche. Seont la nestre opinion al

---

<sup>#</sup> Traduzion inglês/furlan di Sergio Cecotti.

<sup>\*</sup> Unitât di Ricerçe in Didatiche de Fisiche, Universitât di Udin, Italie. E-mail michelini@fisica.uniud.it

merete fat un tentatîf seri di introdusi, fin dal prin moment, chê che o podîn clamâ la “formulazion di Dirac” de Mecaniche Cuantistiche (Dirac 1958). La reson e je dople. Prin, cheste formulazion e met in lûs il rodul dal principi di soreposizion, che al è largjementri ricognossût jessi il principi fondamentâl de Mecaniche Cuantistiche, chel che al domande il gambiament plui rivoluzionari te nestre comprension de realtât fisiche; par prionte, il formalisim matematic fondât sui spazis vetoriâi e sui operadôrs liniâr al da une visuâl unitarie di ducj i fenomenis microscopics, dal plui sempliç sistem di spin al plui sofisticât cjang cuantizât.

La nestre propueste e je fondade su la convinzion che lis ideis di fonde de Mecaniche Cuantistiche a puedin jessi introdusudis cence richiedi cognossincis matematichis avanzadis. L’impresst ideâl par complî chest assum al è furnît de interazion di fotons polarizâts liniarmentri cun cristai birefranzents e cun polaroids (Baym 1969, Levy-Leblond & Balibar 1990). La fenomenologjie e je cussì semplice che al è cuasi banâl descrivi cemût che un stât fisic al ven convenientementri rapresentât di un vetôr tun spazi vetoriâl astrat. Par di plui, il rodul dai operadôrs liniâr al imparis rampit a pene che si provi a calculâ il valôr mezan des osservabilis fisichis daonzudis cu la polarizacion dal foton.

La lezion che o rigjavîn de fisiche dai fotons polarizâts e va ben al dilà de descrizion di chest sempliç sistem a doi stâts. Cheste fondazion nus permet l’introduzion di cualchi idee cun valence cetant plui largje, metipen l’idee di amplitudin, la significance gjenerâl de ortogonalitât jenfri stâts fisics, e la descrizion cuantistiche dai procès di misure. Cjapant vantaç di chescj concets, il passaç dal câs dai fotons polarizâts a chel di un sistem fisic cualsei al devente dassen naturâl.

Tal concret nô o sbozîn nome il percors logjic che si à di seguitâ par rindi i students familiâr cun chel che Sakurai (1985) al clamâ la maniere “quanto-mecaniche” di pensâ.

Il materiâl daûr trat al è avonde complet, purpûr nô o fasarin dispès stât sul riferiment savîn (Ghirardi, Grassi & Michelini 1995 e 1997) dulà che il letôr al pues usmâ lis ideis cualitativis daûr dal principi di soreposizion. Un altri lavôr resint al presente in detai lis liniis guide di un cors pe introduzion te scuele secondarie dal formalisim de Mecaniche Cuantistiche (Ragazzon 2000). La bibliografie e pues jessi consultade par cualsei detai che in chest saç al sei stât lassât fûr.

**2. Stâts fisics, amplitudins e vetôrs.** Par introdusi l'idee che i stâts cuanto-mecanics a son convenientementri rapresentâts di vetôrs tun spazi vetoriâl astrat, considerin l'aparât sperimentâl mostrât te Figure 1. In sostance, al consist di doi polaroids cu lis lôr direzions di passaç te direzion dai vetôrs unitariis  $\mathbf{u}$  e  $\mathbf{v}$ . La nestre atenzion e sarà concentrade su la *adune*  $\Gamma$  dai fotons filtrâts dal prin polaroid. O savin (Ghirardi, Grassi & Michellini 1995, 1997) che cualsisei foton in cheste *adune* al à une proprietât fisiche di polarizazion ben definide: chê di passâ indisturbât travers un secont polaroid cu la stesse direzion di passaç  $\mathbf{u}$ . Dut cês, te configurazion di Figure 1 il secont polaroid al è orientât dilunc une direzion cualsisei  $\mathbf{v}$ . In chestis condizions nô o podin nome domandâ quale che e je la probabilitât  $P(\mathbf{u}, \mathbf{v})$  che i nestrîs fotons a sorevinin il secont polaroid B e a sein segnalâts dal riveladôr D. Daûr de leç di Malus, il rapuart de intensitât de lûs incidente cun chê trasmetude tune sdrasse di lûs liniarmementri polarizade che e passi travers un polaroid B e je dade di  $I_{tr}/I_{in} = \cos^2 \vartheta$ , dulà che  $\theta$  al è l'angul jenfri la polarizazion de lûs e la direzion preferenziâl dal polaroid. Il rapuart  $I_{tr}/I_{in}$  al pues jessi considerât come il rapuart tra i numars di fotons trasmetûts e di fotons incidents. Evidentementri chest nol è nuie altri che la probabilitât che o stin cirint; par consequence o podin scrivi

$$P(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \cos^2 \theta = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})^2 \quad (1)$$

Par une cualsisei direzion preferenziâl  $\mathbf{v}$ , il vetôr unitari  $\mathbf{u}$  al determine il compartament statistic dal foton. Se nô o acetin che lis nestrîs pre-

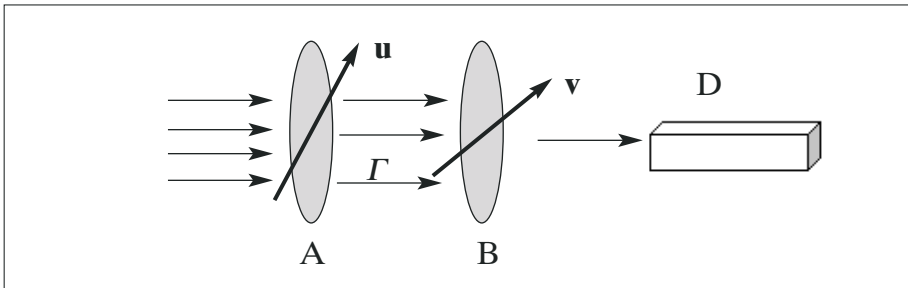


Figure 1. A: un polaroid cu la direzion di passaç lunc dal vetôr unitari  $\mathbf{u}$ . B: un polaroid cu la direzion di passaç lunc dal vetôr unitari  $\mathbf{v}$ . D: riveladôr di fotons.  $\Gamma$  *adune* di fotons filtrâts di A; i fotons di  $\Gamma$  a son caraterizâts di une proprietât fisiche ben definide: la proprietât che i permet di passâ indisturbâts travers un secont polaroid orientât dilunc  $\mathbf{u}$ .

dizions, inevitabilmentri, a son di nature statistiche, alore il vetôr unitari  $\mathbf{u}$  nus furnìs une descrizion complete dai fotons contignûts in  $\Gamma$ . Duncje il stât di un foton liniarmentri polarizât al è rapresentât di un vetôr intun spazi bidimensionâl. Il vetôr  $\mathbf{v}$  al pues jessi doprât par rapresentâ il stât di un foton che al sorevîf il passaç dal polaroid B; cussì se il riveladôr D al ven ecitât o podìn dî che la nestre misure e à indusût une transizion dal stât  $\mathbf{u}$  al stât  $\mathbf{v}$ . La relazion (1) nus da une prescrizion scelte par calculâ la probabilitât di cheste transizion: al baste fâ il cuadrât dal prodot scjalâr dai vetôrs che a descrivin i stâts dal foton prime e daspò la misure.

Avuâl di ducj i vetôrs tun spazi bidimensionâl, il stât  $\mathbf{u}$  al pues jessi scrit come une combinazion liniâr di doi vetôrs unitariis mutualmentri ortogonâi che o clamìn  $\mathbf{H}$  e  $\mathbf{V}$ :

$$\mathbf{u} = \psi_1 \mathbf{H} + \psi_2 \mathbf{V}, \quad \psi_1^2 + \psi_2^2 = 1 \quad (2)$$

là che lis componentis  $\psi_1$  e  $\psi_2$  a son par solit clamadis “amplitudins” che a udibissin la condizion di “normalizazion”.

Stant che  $\mathbf{H}$  e  $\mathbf{V}$  a son vetôrs unitaris, ancje lôr a rapresentin doi stâts pussibii dal foton liniarmentri polarizât. Par consequence, la relazion vectoriâl (2) e pues jessi viodude tant che la realizazion quantitative di un principi di soreposizion dai stâts di polarizazion di un foton. Par chel che al rivuarde lis amplitudins, notait che  $\psi_1 = \mathbf{H} \cdot \mathbf{u}$  e  $\psi_2 = \mathbf{H} \cdot \mathbf{v}$ . De ecuazion (1) o viodin che  $\psi_1^2$  e  $\psi_2^2$  a dan la probabilitât che un foton de *adune*  $\Gamma$  al eciti il riveladôr D quant che il secont polaroid al è orientât dilunc la direzion “orizontâl” e, rispetivementri, “verticâl”. Cuntun pôc di abûs di lengaç, o podìn dî che  $\psi_1^2$  e je la probabilitât di cjatâ il foton tal stât  $\mathbf{H}$ , mentri che  $\psi_2^2$  al da la probabilitât di cjatâ il foton tal stât  $\mathbf{V}$ . Evident, cheste afermazion e à sens dome quant che il secont polaroid al è orientât coretelementri, cês diviers la transizion tal stât  $\mathbf{H}$  o  $\mathbf{V}$  no pues intravignî.

Dal pont formâl l’ecuazion (2) e je stade rigjavade in mût banâl. Pi di mancul la sô significance fisiche no je par nuie obvie (D’Espagnat 1976). Fevelant al ingruès, si pues dî che “l’interference cuantistiche” e risulte dal fat che i nestris fotons si compuartin tant che se fossin in doi stâts difarents,  $\mathbf{H}$  e  $\mathbf{V}$ , caraterizâts di proprietâts fisichis mutualmentri esclusivis. Rampit, cheste e je une consequence gjenuine dal principi di sorepo-

sizion, che nol à cuintriparts classichis. Lant daûr di J. Bell o podìn ancje dî che il simbul “+” che al imparis te ecuazion (2) al è concetualmentri diviers di “o ... o pûr ...”. Altris coments inluminants su chest pont a puedin jessi cjatâts in Ghirardi, Grassi & Michellini 1995 e 1997.

Sburtìn il nestri formalisim un pôc plui innà. Par convenience daûr trat, al è util aplicâ la decomposizion (2) al vetôr  $\mathbf{v}$ , che al rapresente il stât dai fotons daspò il secont polaroid:

$$\mathbf{v} = \psi_1' \mathbf{H} + \psi_2' \mathbf{V}. \quad (3)$$

La probabilitât  $P(\mathbf{u}, \mathbf{v})$  e pues jessi scrite inte forme

$$P(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})^2 = (\psi_1' \psi_1 + \psi_2' \psi_2)^2. \quad (4)$$

Chest risultât formalmentri banâl al mostre che nô o podìn libere-mentri passâ di une descrizion vetoriâl dai stâts a une “rapresentazion” dai stes in tiermins di amplitudins. In particulâr, cualsisei stât di un foton al pues jessi rapresentât di un pâr di amplitudins; par plui, doprant l’ecuazion (4), o podìn lavorâ cu lis amplitudins par calculâ dutis lis probabilitâts di transizion relevantis pal nestri sistem. Ca ret nô o vin evitât di pueste di fevelâ di amplitudins complessis, par vie che no implichin nissune gnove idee fisiche. Dut câs, lis amplitudins complessis a puedin jessi facilmentri introdusudis slargjant lis consideracions denant trat al câs dai fotons polarizâts elitichementri.

I risultâts parsore a puedin jessi gjeneralizâts a systems plui complicâts in maniere pluitost naturâl. La strategjie che nô o sugjerìn e je chê di introdusi a chest pont il concet gjenerâl di ortogonalitât jenfri stâts fisics. Prin di dut, o ricuardìn (D’Espagnat 1976) che un stât al è definît des proprietâts che a puedin jessi assegnadis cun ciertece a un sistem fisic. Tignint chest a ments, la definizion seguitive e cuiste sens: doi stâts a son dits di jessi ortogonâi se a son caraterizâts di proprietâts fisichis mutualmentri esclusivis. I stâts di polarizacion  $\mathbf{H}$  e  $\mathbf{V}$  a son un esempi di stâts “fisichementri” ortogonâi: se un foton al à la proprietât di sorevivi un polaroid orientât dilunc la direzion orizontâl (verticâl), alore nô o podìn cun sigurece escludi che al vebi la proprietât di travanâ un polaroid orientât in verticâl (orizontâl). De nestre definizion, al ven fûr che cualsisei procès di misure al pues jessi considerât tant che une “fabriche” di

stâts ortogonâi. Il formalisim gjenerâl de Mecaniche Cuantistiche al pues jessi rigjavât combinant adun il concet di amplitudin e la definizion di stâts fisichementri ortogonâi. Un si spiete che la probabilitât di transizion da une soreposizion  $(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_k, \dots)$  a une seconde soreposizion  $(\psi'_1, \psi'_2, \dots, \psi'_k, \dots)$  e sei otignude de ecuazion (4) semplicementri fassint cori l'indiç de amplitudin di  $k=1$  a  $k=N$ , là che  $N$  al è il numar di stâts che o stin soreponint.

Une gridele di difrazion e je un imprest ideâl par mostrâ che la Nature nus oblee dassen a considerâ la soreposizion di un numar arbitrari di stâts ortogonâi. Nô o considerin impuartant vê rindude plausibile l'idee che une "schirie di amplitudins", adun cui lôr prodots scjalârs, nus furnissin un util imprest di codificazion par incorporâ dute la informazion che nus covente sul sistem fisic.

**3. Operadôrs liniârs e osservabilis fisichis.** Tal formalisim convenzionâl de Mecaniche Cuantistiche, une osservabil fisiche e je rapresentade di un operadôr liniâr e hermitian. La finalitât di cheste sezion e je di rindi cheste coession il plui naturâl pussibil. Il prin pas, rampit, al è cjapâ familiaritât cui operadôrs liniârs. Te nestre opinion, al è miôr evitâ un tratament rigorôs e formâl di chest argoment astrat. Pluitost, o podìn començâ semplicementri cul scrivi su la lavagne un obiet ûs  $\mathbf{a} \mathbf{b} \cdot$  (al ven a stâi une secunce di dôs letaris seguidis dal simbul di prodot scjalâr). Di prin intro il nestri gnûf obiet al somee pluitost misteriôs. Dut câs un al pues scuvierzi lis sôs proprietâts scrivintlu a çampe di un vetôr arbitrari  $\mathbf{c}$ . Il risultât de operazion al è  $\mathbf{a} \mathbf{b} \cdot \mathbf{c}$ . Stant che  $\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}$  al è juste un numar, o viodìn che il nestri tramai  $\mathbf{a} \mathbf{b} \cdot$  "al mangje" vetôrs e al torne indaûr gnûfs vetôrs proporzionâi a  $\mathbf{a}$ .

Daspò un pocje di esperience cun "operadôrs" di cheste fate, o podìn introdusi combinazions liniârs dai stes. In particolâr, definìn l'operadôr:

$$\hat{O} = \lambda_1 \mathbf{a} \mathbf{a} \cdot + \lambda_2 \mathbf{b} \mathbf{b} \cdot \quad (5)$$

là che  $\mathbf{a}$  e  $\mathbf{b}$  a son doi vetôrs unitariis ortogonâi  $\mathbf{a} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{b} \cdot \mathbf{b} = 1$ ,  $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = 0$ . L'azion dal operadôr e pues jessi capide scrivint la sô espression (5) a çampe di un vetôr arbitrari  $\mathbf{c}$ :

$$\hat{O} \mathbf{c} = (\lambda_1 \mathbf{a} \mathbf{a} \cdot + \lambda_2 \mathbf{b} \mathbf{b} \cdot) \mathbf{c} = \lambda_1 (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) \mathbf{a} + \lambda_2 (\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}) \mathbf{b} \quad (6)$$

L'interpretazion gjeometriche di chest risultât e je clare. Prin, l'operadôr al proiete il vetôr in jentrade  $\mathbf{c}$  lunc lis direzions ortogonâls  $\mathbf{a}$  e  $\mathbf{b}$ ; chestis proiezioni a son daspò multiplicadis pes constantis  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ ; finalmentri lis gnovis proiezioni a son somadis par produci il vetôr in jessude. Par convenience daûr trat, al è istrutîf aplicâ il stes operadôr ai vetôrs  $\mathbf{a}$  e  $\mathbf{b}$ . Par chel che al rivuarde il vetôr  $\mathbf{a}$ , o rigjavìn

$$\hat{O} \mathbf{a} = \lambda_1 (\mathbf{a} \cdot \mathbf{a}) \mathbf{a} + \lambda_2 (\mathbf{b} \cdot \mathbf{a}) \mathbf{b} = \hat{O} \mathbf{c} = (\lambda_1 \mathbf{a} \mathbf{a} \cdot + \lambda_2 \mathbf{b} \mathbf{b} \cdot) \mathbf{c} = \lambda_1 \mathbf{a}.$$

Il risultât nol è nuie altri che il stes vetôr  $\mathbf{a}$  multiplicât pe costant  $\lambda_1$ : il particolâr vetôr  $\mathbf{a}$  duncje al ubidìs ae semplice leç di trasformazion  $\mathbf{a} \rightarrow \lambda_1 \mathbf{a}$ . Naturalmentri chest si esprim par solit disint che  $\mathbf{a}$  al è un autovetôr dal operadôr sore definît cun autovalôr  $\lambda_1$ . In maniere compagne o rigjavìn che  $\mathbf{b}$  al è un altri autovetôr cul scjalâr  $\lambda_2$  come so autovalôr associât:

$$\hat{O} \mathbf{b} = \lambda_2 \mathbf{b}. \quad (7)$$

Cumò o vin di mostrâ la coession jenfri operadôrs liniâr e osservabilis fisichis. Intal contest che o stin tratant, lis unichis osservabilis resonevulis a son lis polarizacions dai fotons. Par dîle in maniere diferente, nô o podìn controlâ dome se un foton al è polarizât dilunc une direzion arbitrarie  $\mathbf{v}$  o pûr no (Ghirardi, Grassi & Michellini 1995 e 1997). Un aparât di misure adatât al è sbozât te Figure 2; al è componût di un cristal birefranzent che al separe une sdrasse di fotons intune cubie di sdrassis secundariis cun polarizacions lunc lis direzions mutualmentri ortogonâls  $\mathbf{v}_1$  e  $\mathbf{v}_2$ . Il cristal al è seguît di doi riveladôrs di fotons, un par ogni sdrasse secundarie. L'aparât al è indotât di une spere cun dôs "posizions"  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ . La spere e je puartade te posizion  $\lambda_1$  ( $\lambda_2$ ) tal câs che il riveladôr D1 (D2) al sei ecitât. Il risultât de nestre misure e je une variabil casuâl, clamînle  $\lambda$ , che e pues cjapâ sù nome doi valôrs,  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ .

Lavorant cuntune variabil casuâl, par solit o sin interessâts al so valôr mezan. Il formalisim de sezion denant trat al rint pussibil calculâ il valôr mezan de osservabil  $\lambda$  cence dificolât:

$$\langle \lambda \rangle = \mathbf{u} \cdot \hat{O}_\lambda \mathbf{u}. \quad (8)$$

A chest pont al varès di jessi clâr che l'operadôr  $\hat{O}_\lambda$  al rapresente une descrizion compate e complete dal aparât di misure mostrât te Figure 2:

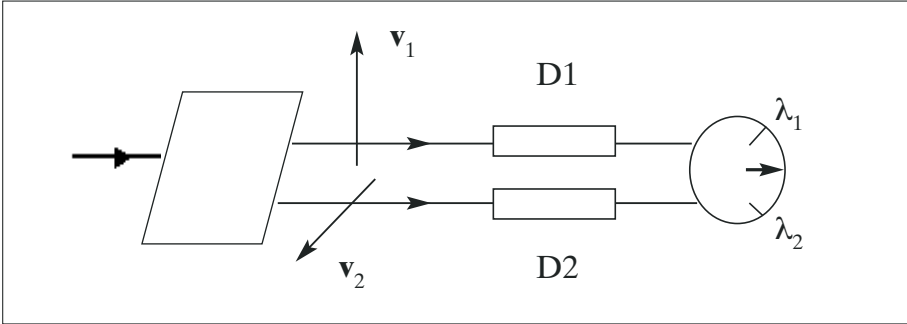


Figure 2. Il cristallo birefrangente ideale divide i fotoni in due sdrasse secondarie con polarizzazioni mutualmente ortogonali  $\mathbf{v}_1$  e  $\mathbf{v}_2$ . Queste proprietà ben conosciute dei cristalli birefrangenti e può essere doppiata per “misurare” la polarizzazione di un fotone. Se le particelle incidenti sono polarizzate lungo la direzione  $\mathbf{v}_1$  ( $\mathbf{v}_2$ ), allora il rivelatore D1 (D2) è eccitato e la sfera si fissa sulla posizione  $\lambda_1$  ( $\lambda_2$ ).

i risultati possibili di misure a sono i autovalori dell'operatore, mentre che i suoi autovettori a sono i possibili stati dentro o dentro c'è il fotone dopo di misure.

Ancora un via, al è cruciale capire che i nostri risultati non sono limitati al semplice caso dei fotoni linearmente polarizzati (Ragazzon 2000). I argomenti a possono essere ripetuti per un sistema fisico generale, dove che i stati a sono rappresentati di schiere  $n$ -dimensionali di amplitudine.

La nostra discussione sui operatori lineari e le osservabili fisiche e le alcune domande fondamentali che non hanno risposte soddisfacenti. In particolare, come può essere possibile di una osservabile fisica? Ancora, se questi valori a sono sconosciuti, come può essere definito (e doppiato) i corrispondenti operatori lineari? Per dire in altre maniere: di dentro vegna l'importanza dei operatori lineari? Per rispondere a queste questioni, o vin di tignere a mente l'equazione (8) che stabilisce una relazione semplice tra il valore medio di una osservabile fisica e il suo operatore corrispondente. Per zonta, o vin di vedere che il valore medio delle osservabili fisiche si suppone che obbedisce alle leggi della fisica classica, almeno in qualche speciale situazione limite. Questo “requisito di corrispondenza”, adun con l'equazione (8), al da una schiera di condizioni che hanno di essere verificate dai operatori lineari che descrivono le osservabili del sistema fisico. Per solito, queste condizioni a sono avondate per specificare l'azione



di un operadôr e par fissâ i siei autovetôrs e autovalôrs. In curt, il rodul fondamentâl des osservabilis liniârs al buris fûr dal fat che lôr a rapresentin un imprest eficient par “cuantizâ” un sistem, al ven a stâi, par passâ de fisiche classiche a chê cuantistiche.

#### **4. Une sperimentazion dal insegnament de formulazion proponude.**

Un esperiment lunc cuatri agns al è stât puartât indenant sul pont plui delicât de formulazion menzonade parsore vie pe introduzion des ideis di fonde de Fisiche Cuantistiche, daonzude cul formalisim che le descrîf. Chest esperiment al à simpri coinvolzût l’ultin an di un liceu<sup>1</sup> e al è stât condusût studiant la interazion de lûs cui polarizadôrs e i cristai birefranzents. I esperiments cui filtris polarizants a jerin finalizâts a ricognossi che la proprietât di polarizazion liniâr dilunc une direzion dade no je compatibile cu la polarizazion in cualsisei altre (no ortogonâl) direzion. I esperiments cui cristai birefranzents a son stâts proponûts par sotliniâ il significât di cheste conclusion, cussì metint dongje une plui largje fonde fenomenologjiche, e permetint al stes timp la discussion dai concets dal indeterminisim cuantistic, i principiis di complementaritât e di indeterminazion e la no-localitât dai fenomenis cuantistics. Dut chest al è stât finalizât a judâ i students a capî il Principi di Soreposizion seont ce che al è stât proponût in Ghirardi, Grassi & Michelini 1995 e 1997. I esperiments a son stâts puartâts indenant de catidre dal insegnant, fasint doprâ ai student l’unic aparât a disposizion.

Une inficje iconografiche des situazions e dai risultâts de interazion de lûs cui polarizadôrs e i cristai birefranzents e je state proponude tant che element di sintesi concetuâl, che e à di jessi costruïde gradualmentri daûr dai risultâts dai esperiments macroscopics (a.v.s. cuntun grant numar di fotons) Figure 3 (Ghirardi, Grassi & Michelini 1995 e 1997).

L’ativitât scolastiche e je stade puartade indenant cun cjartis che a mostravin i schemis dai contescj dai esperiments studiâts par creâ une sintesi dai risultâts in relacion a la intensitât e ae polarizazion de lûs trasmetude di secuencis di doi o plui polaroids paralêi, incrosâts o rodolâts di diviers angui, colpîts di un sdrasse di lûs o in situazions parelis cui cristai birefranzents. Ogni scheme al jere associât a cualchi domande cun rispueste secje o pûr a tabelis indulà che i risultâts dai esperiments a po devin jessi ripuartâts, o ancje a cualchi domande cun rispueste vierte là

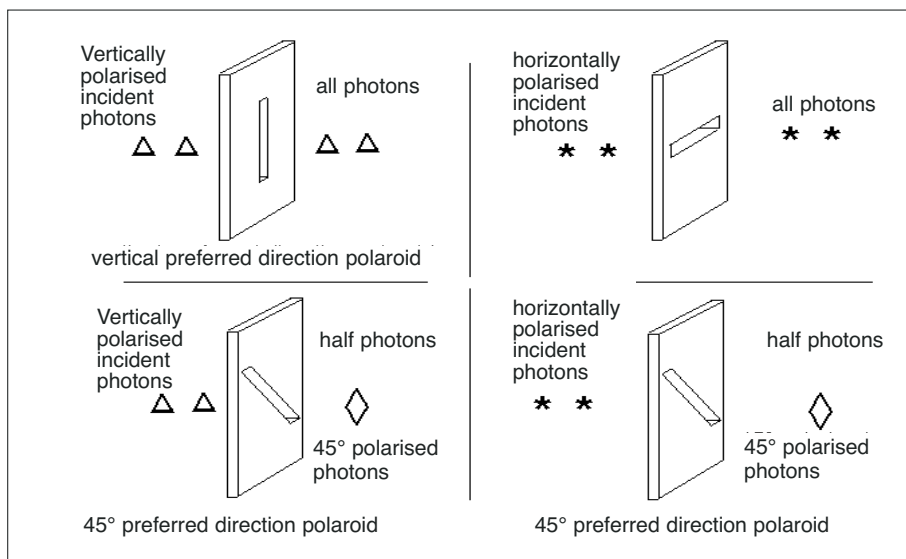


Figure 3. Un speli des raprezentazion iconografichis dopradis.

che i students a podevin fâ lis lôr ipotesis; des conclusions parziâls a salvavin fûr intant des lôr discussions in aule. Lis cjartis a vevin une triple finalitât: leam cuantitatîf cu la fenomenologjie studiade, ristret dai câs daonzûts cu la interazion dai fotons cui polaroids e i cristai birefranzents e – ultin ma no mancual impuartant – mapâ il percors inteletuâl fat di ogni student.

Intant de fase sperimentâl, i students a àn elaborât e discutût une vore di ipotesis. Come providodût denant trat – e in acuardi cui obietîfs de propueste di insegnament chenti vie presentade – cualchi concet al è emerezût, par chel che al rivuarde l'interpretazion dal puartament di ogni sengul foton rispjet ai fenomenis osservâts e, plui di dut, par chel che al rivuarde i fotons polarizâts a  $45^\circ$ . Lis ipotesis plui comunis sul miscliç statistic di stâts e la proprietât dople di polarizazion di un sengul foton a àn lastrade la vie viers la comprehension dal stât cuantistic di un foton e dai siei gambiaments causâts de interazion.

**5. Conclusions.** Daspò dai esperiments discutûts fin cumò, si pues tirâ cualchi conclusion significative par chel che al rivuarde cheste propue-

ste. La fenomenologjje analizade e jentre inte capacitât dai students e e pues jessi sperimentade in aule doprant struments comerciâi, cun consequencis fundamentâls pe fase di concetualizazion. La raprezentazion iconografiche e jude l'elaborazion di concets e l'esplorazion di ideis, ancje se no si à di dismenteâ che, oltri la descrizion dai fenomenis, e impliche ancje la lôr interpretazion. Dut câs, cjacurant in gjenerâl, e prudele i students rivuart l'elaborazion e l'espression dai lôr concets. Ducj i students a àn capide la pussibilitât di interpretâ l'intensitât di transmission-assorbiment in tiermins de probabilitât relative pal sengul foton. Plui dal 80% di lôr si è dimostrât in grât di paronâ il passaç dal esperiment reâl a chel ideâl, tant che consequence di une paronance profonde de intere sperimentazion fenomenologjiche puartade indenant. La pluritât (plui dal 60%) dai students e je stade in grât di comprendi il concet di stât cuantistic, l'incompatibilitât di proprietâts coniugadis, la no-localitât e l'indeterminazion cuantistiche, ancje se in manieris difarentis e cun diversis consapevulecis. Il confront jenfri la fisiche classiche e la fisiche cuantistiche al varès di jessi investigât plui in sot traviers une revision critiche (ancje dal pont di viste storic) dai gnûfs concets cuantistics. I esperiments a àn distaponade la necessitât di une fonde fenomenologjiche plui largje pe gjeneralizazion dal tratament e dai mûts che a permetin il passaç ai plans formâi seguitîfs, cemût che o vin vût esplicât intai paragrafs precedents.

#### Notis

<sup>1</sup> L'esperiment al è stât puartât indenant par ducj

i cuatri agns intal Liceu Sientific G. Marinelli di Udin, jenfri Mai e Jugn. Al richiedeve siet oris di lavôr intal laboratori plui une ore pal exam finâl.