Τι είναι το Πρόβλημα της Κβαντικής Μέτρησης;

Χρυσοβαλάντης Στεργίου

0.1. **Εισαγωγή.** Η έννοια της μέτρησης συνδέει την εμπειρία με τη θεωρία. Γενικά, μια μέτρηση περιλαμβάνει τρία στοιχεία: το αντικείμενο της μέτρησης S, το όργανο της μέτρησης M και τον παρατηρητή O.

Για να είναι δυνατή η διαπίστωση της τιμής οποιουδήποτε παρατηρήσιμου χαρακτηρίζει το αντικείμενο της μέτρησης S θα πρέπει να λάβει χώρα κάποιου είδους φυσική αλληλεπίδραση ανάμεσα στο S και στο όργανο μέτρησης M. Αυτή η αλληλεπίδραση επηρρεάζει τόσο την κατάσταση του οργάνου μέτρησης μετά την ολοκλήρωση της μετρητικής διεργασίας όσο και την κατάσταση του συστήματος.

Το δεύτερο σημείο που αφορά τις διεργασίες μέτρησης έχει να κάνει με την αλληλεπίδραση του οργάνου μέτρησης M με τον παρατηρητή O. Η αλληλεπίδραση αυτή είναι ψυχοφυσιολογική και εισάγει ένα υποκειμενικό, ανθρωπομορφικό στοιχείο που έχει να κάνει με τη συνείδηση του παρατηρητή. Η αντικειμενικότητα της μετρητικής διεργασίας προϋποθέτει την εξάλειψη του υποκειμενικού στοιχείου η οποία πραγματοποιείται μέσω της εξασφάλισης της διϋποκειμενικότητας της παρατήρησης: διαφορετικοί παρατηρητές που μπορούν να επικοινωνήσουν συμφωνούν ως προς την ανάγνωση του οργάνου μέτρησης (διϋποκειμενικότητα).

0.2. **Μέτρηση και αναγωγή κατάστασης: το αντικείμενο της μέτρησης. Μέτρηση πρώτου είδους** ονομάζεται μια μέτρηση η οποία αν επαναληφθεί σε αμελητέο χρόνο πάνω στο ίδιο σύστημα θα δώσει το ίδιο αποτέλεσμα. Διαφορετικά, η μέτρηση ονομάζεται **μέτρηση δεύτερου είδους.**

Ας θεωρήσουμε ένα κβαντικό σύστημα S και ένα παρατηρήσιμο A το οποίο αναπαρίσταται από έναν αυτοσυζυγή τελεστή $\hat{A}$ που δρα επί ενός χώρου Hilbert $\mathcal{H}_S$, με ιδιοτιμές $\{a_1, a_2, ...a_M\}$, οι οποίες υποθέτουμε ότι είναι διακριτές και μη εκφυλισμένες. Εκτελούμε στο S μια μέτρηση πρώτου είδους του A. Το σύστημα μετά τη μέτρηση θα βρίσκεται σε μια κατάσταση η οποία θα είναι τέτοια ώστε αν η μέτρηση επαναληφθεί άμεσα, το αποτέλεσμα να είναι το ίδιο. Έστω ότι η μέτρηση του A επαναλαμβάνεται άμεσα και το αποτέλεσμά της είναι μια ιδιοτιμή του $\hat{A}$, έστω a_k. Τότε σύμφωνα με τις υποθέσεις μας, η κατάσταση του συστήματος μετά την πρώτη μέτρηση θα πρέπει να αναπαρίσταται από το ιδιοδιάνυσμα ψ_k, το οποίο αντιστοιχεί στην ιδιοτιμή a_k, διότι μόνο ένα διάνυσμα το οποίο είναι πολλαπλάσιο του ψ_k, $c_i\psi_k$, $|c_i|^2 = 1$, μπορεί να αποδώσει το αποτέλεσμα a_k με πιθανότητα ίση με τη μονάδα, σύμφωνα με τον κανόνα του Born. Ωστόσο, αν δεν πραγματοποιήσουμε τη δεύτερη μέτρηση πάνω στο S τότε **δεν γνωρίζουμε** ποιο είναι το αποτέλεσμα της πρώτης μέτρησης και, κατά συνέπεια, ποια είναι η κατάσταση ψ_m, $m = 1, 2, ..., M$, στην οποία βρίσκεται το σύστημα μετά την πρώτη μέτρηση. Αυτό που γνωρίζουμε είναι ότι αναπαρίσταται από ένα ιδιοδιάνυσμα του $\hat{A}$. Όμως αν η αρχική κατάσταση του συστήματος, πριν τη μέτρηση, είναι ψ τότε σύμφωνα με τον κανόνα του Born η πιθανότητα το μετρητικό αποτέλεσμα να είναι a_m, και επομένως η κατάσταση του συστήματος ψ_m, $Prob(A = a_m; |\psi\rangle) = |(\psi_m, \psi)|^2 = w_m$ για $m = 1, 2, ..., M$. Επομένως, το καλύτερο που μπορούμε να συναγάγουμε για το σύστημα, λόγω της γνωσιακής μας κατάστασης, είναι ότι το σύστημα μετά τη μέτρηση θα βρίσκεται σε κατάσταση μίγματος,

$$\rho = \{\psi_1, \psi_2, ..., \psi_M; w_1, w_2, ..., w_m\},$$

η οποία αναπαρίσταται από τον τελεστή μίγματος - τελεστή πυκνότητας,

$$\hat{\rho} = \sum_{m=1}^{M} w_m \hat{P}_{\psi_m}.$$

Η μετάβαση από την αρχική κατάσταση που αναπαρίσταται από το διάνυσμα κατάσταση ψ στην τελική κατάσταση που αναπαρίσταται από τον τελεστή πυκνότητας $\hat{\rho} = \sum_{m=1}^{M} w_m \hat{P}_{\psi_m}$ ονομάζεται **αναγωγή του διανύσματος κατάστασης**

$$\psi \longmapsto \hat{\rho} = \sum_{m=1}^{M} w_m \hat{P}_{\psi_m}$$

Μπορούμε να αναπαραστήσουμε και την αρχική κατάσταση του συστήματος με τη βοήθεια του τελεστή πυκνότητας $\hat{\rho}_0 = \hat{P}_\psi$ όπου $\hat{P}_\psi$ ο προβολικός τελεστή στην κατάσταση ψ, οπότε η αναγωγή κατάστασης λαμβάνει την ακόλουθη μορφή:

$$\hat{\rho}_0 = \hat{P}_\psi \longmapsto \hat{\rho} = \sum_{m=1}^{M} w_m \hat{P}_{\psi_m}$$

0.3. **Μέτρηση και αναγωγή κατάστασης: συλλογές αντικειμένων μέτρησης.** Έστω μια συλλογή κβαντικών συστημάτων $\mathcal{E}$. Υποβάλλουμε τα συστήματα της συλλογής σε μετρήσεις πρώτου είδους κάποιου παρατηρήσιμου A. Το αποτέλεσμα της μετρητικής διεργασίας είναι η διαμέριση της αρχικής συλλογής $\mathcal{E}$ σε υποσυλλογές $\mathcal{E}_m$. Η διαμέριση είναι τέτοια ώστε για κάθε $m = 1, ..., M$, η άμεση επανάληψη της μέτρησης του A στα συστήματα της $\mathcal{E}_m$ να οδηγεί με βεβαιότητα στο αποτέλεσμα a_m.

Ας υποθέσουμε τώρα ότι **επιλέγουμε** μία συγκεκριμένη υποσυλλογή $\mathcal{E}_k$, η οποία αντιστοιχεί στο αποτέλεσμα a_k. Δηλαδή, στην τελική συλλογή, μετά τη μέτρηση, διατηρούμε μόνο εκείνα τα συστήματα της αρχικής συλλογής που δίνουν συγκεριμένο μετρητικό αποτέλεσμα σε άμεση επανάληψη της μέτρησης. Τα υπόλοιπα συστήματα είτε τα αγνοούμε, είτε θεωρούμε ότι καταστρέφονται. Μια τέτοια μέτρηση του A καλείται **μέτρηση με επιλογή αποτελέσματος.** Σε αυτή την περίπτωση, η αναγωγή του διανύσματος κατάστασης λαμβάνει τη μορφή,

$$\psi \longmapsto \frac{\psi_k}{\|\psi_k\|}$$

όπου ο συντελεστής $\frac{1}{\|\psi_k\|}$ προκύπτει από την κανονικοποίηση του ψ_k στην υποσυλλογή $\mathcal{E}_k$.

0.4. **Μέτρηση και αναγωγή κατάστασης: το αντικείμενο της μέτρησης και το όργανο της μέτρησης.** Για να εξαγάγουμε οποιοδήποτε συμπέρασμα όσον αφορά την κατάσταση του κβαντικού συστήματος S θα πρέπει να παρατηρήσουμε τις ενδείξεις του οργάνου μέτρησης M. Επομένως, θα πρέπει να υπάρχει κάποιου είδους συσχέτιση ανάμεσα στην κατάσταση του S και στα παρατηρήσιμα αποτελέσματα στο M. Για να μπορέσουμε να μελετήσουμε αυτή τη συσχέτιση με τη βοήθεια της κβαντικής μηχανικής κάνουμε την ακόλουθη υπόθεση:

> Η **κβαντική μηχανική είναι καταρχήν μια καθολική θεωρία** η οποία περιγράφει όλα τα φυσικά συστήματα συμπεριλαμβανομένων μεγάλων και σύνθετων συστημάτων όπως είναι τα όργανα μέτρησης.

Αν, όπως αναφέραμε προηγουμένως, οι καταστάσεις του αντικειμένου της μέτρησης S αναπαρίστανται από διανύσματα του χώρου Hilbert $\mathcal{H}_S$, αντίστοιχα, για το όργανο της μέτρησης M, τα διανύσματα που αναπαριστούν την κατάστασή του ανήκουν στον χώρο Hilbert $\mathcal{H}_M$. Έτσι, οι καταστάσεις του σύνθετου συστήματος $S+M$ αναπαρίστανται από διανύσματα που ανήκουν στο τανυστικό γινόμενο $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_M$. Σε αυτόν τον χώρο γινόμενο θα περιγραφούν οι συσχετίσεις των S και M και η αλληλεπίδρασή τους κατά τη μέτρηση.

Επίσης, το παρατηρήσιμο A του συστήματος S που θέλουμε να μετρήσουμε αναπαρίσταται από τον αυτοσυζυγή τελεστή $\hat{A}$ που δρα επί των διανυσμάτων του $\mathcal{H}_S$ και από τον τελεστή $\hat{A} \otimes \mathbb{I}_M$επί του $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_M$. Αντίστοιχα, υπάρχει ένα παρατηρήσιμο B του οργάνου μέτρησης M του οποίου οι τιμές αντιστοιχούν στις τιμές του παρατηρήσιμου A που το όργανο μετράει στο S . Το παρατηρήσιμο B αναπαρίσταται από τον αυτοσυζυγή τελεστή $\hat{B}$ που δρα επί των διανυσμάτων του $\mathcal{H}_M$ και από τον τελεστή $\mathbb{I}_S \otimes \hat{B}$που δρα επί του $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_M$.

Παρατηρείστε ότι τα παρατηρήσιμα $\hat{A} \otimes \mathbb{I}_M$ και $\mathbb{I}_S \otimes \hat{B}$ είναι συμβατά:

$$\left[\hat{A} \otimes \mathbb{I}_M, \mathbb{I}_S \otimes \hat{B}\right] = 0$$

Για λόγους απλότητας, ας θεωρήσουμε ότι και οι δύο χώροι Hilbert είναι πεπερασμένης διάστασης, $dim\mathcal{H}_S = 2$ και $dim\mathcal{H}_M = 3$, και ότι το σύνολο $\{\psi_1, \psi_2\}$ είναι μια ορθοκανονική βάση του $\mathcal{H}_S$, η οποία αποτελείται από ιδιοδιανύσματα του $\hat{A}$, ενώ το $\{\chi_0, \chi_1, \chi_2\}$ είναι μια ορθοκανονική βάση του $\mathcal{H}_M$ που αποτελείται από ιδιοδιανύσματα του $\hat{B}$. Το σύνολο

$$\{\psi_k \otimes \chi_l\}_{k=1,2}^{l=0,1,2}$$

είναι μια ορθοκανονική βάση του $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_M$.

Στην αρχική κατάσταση, πριν τη μέτρηση, το σύνθετο σύστημα βρίσκεται στην κατάσταση,

$$\phi_0 = \psi \otimes \chi_0$$

Δηλαδή, το αντικείμενο μέτρησης βρίσκεται στην κατάσταση ψ και το όργανο της μέτρησης στην κατάσταση χ_0, η οποία αντιστοιχεί στο γεγονός ότι το όργανο είναι έτοιμο να εκτελέσει μέτρηση. Υποθέτουμε ότι το γεγονός αυτό είναι βέβαιο, γι αυτό και η κατάσταση του οργάνου πριν τη μέτρηση αναπαρίσταται από ένα ιδιοδιάνυσμα του $\hat{B}$.

Για να είναι η μέτρηση αξιόπιστη σε κάθε ιδιοτιμή του τελεστή $\hat{A}$ (τιμή του παρατηρήσιμου A), θα πρέπει να αντιστοιχεί μία και μόνο ιδιοτιμή του τελεστή $\hat{B}$, δηλαδή μία και μόνο ένδειξη του οργάνου. Αντίστοιχα, μετά τη μέτρηση, σε κάθε κατάσταση του αντικειμένου μέτρησης θα πρέπει να αντιστοιχεί μία και μόνο κατάσταση του οργάνου μέτρησης. Επομένως, η τελική κατάσταση του σύνθετου συστήματος, μετά την εκτέλεση μιας μέτρησης πρώτου είδους, αναπαρίσταται από έναν τελεστή πυκνότητας στον $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_M$,

$$\hat{\rho} = \sum_{m=1}^{2} w_m \hat{P}_{\psi_m \otimes \chi_m}$$

όπου $w_m = |(\psi_m, \psi)|^2$, $m = 1, 2$.

0.5. **Το πρόβλημα της κβαντικής μέτρησης.** Στη μέχρι τούδε πραγμάτευση της μέτρησης χρησιμοποιήσαμε τον κανόνα του Born και τη σύνδεση ιδιοτιμής ιδιοδιανύσματος, την υπόθεση ότι η κβαντική μηχανική είναι μια καθολική θεωρία, την υπόθεση της αξιοπιστίας του οργάνου μέτρησης και την υπόθεση ότι η μέτρηση αποτελεί μια αλληλεπίδραση ανάμεσα στο όργανο και στο αντικείμενο μέτρησης. Επίσης περιοριστήκαμε σε μετρήσεις πρώτου είδους.

Με βάση τα παραπάνω επιχειρηματολογήσαμε για το ποια πρέπει να είναι η τελική κατάσταση του συστήματος S και του σύνθετου συστήματος αντικειμένου - οργάνου μέτρησης $S + M$ και ονομάσαμε τη μετάβαση από την αρχική στην τελική κατάσταση αναγωγή της κβαντικής κατάστασης.

Εύλογα εδώ κανείς **διερωτάται αν στο απομονωμένο σύνθετο κβαντικό σύστημα S+M, η αλληλεπίδραση ανάμεσα στα δύο υποσυστήματα θα μπορούσε να περιγραφεί με τη βοήθεια της εξίσωσης Schrödinger:**

> Σε απουσία εξωτερικών αλληλεπιδράσεων για το σύνθετο σύστημα $S+M$, η αρχική κατάσταση $\phi_0 \in \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_M$ του συστήματος, πριν τη μέτρηση ($t = 0$), εξελίσσεται στην τελική κατάσταση του συστήματος $\phi_\tau \in \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_M$, μετά τη μέτρηση ($t = \tau$), σύμφωνα με την εξίσωση Schrödinger,
>
> $$i\hbar \frac{d\phi}{dt} = \hat{H}\phi$$
>
> όπου ο χαμιλτονιανός τελεστής του σύνθετου συστήματος θα περιλαμβάνει έναν όρο αλληλεπίδρασης: $\hat{H} = \hat{H}_{S free} \otimes \mathbb{I}_M + \mathbb{I}_S \otimes$

$\hat{H}_{Mfree} + \hat{H}_{int}$. Η λύση της εξίσωσης εκφρασμένη με τη βοήθεια ενός μοναδιακού τελεστή που ορίζεται με βάση τον χαμιλοτονιανό τελεστή του σύνθετου συστήματος $\hat{H}$ είναι η εξής:

$$\phi_\tau = U(\tau, 0)\phi_0$$

ή εκφράζοντας γενικότερα την κατάσταση του συστήματος με τη βοήθεια τελεστών πυκνότητας,

$$\hat{\rho}_\tau = U(\tau, 0)\rho_0 U^*(\tau, 0)$$

Στην απλή περίπτωση του S+M που εξετάζουμε, $\hat{\rho}_0 = P_{\psi\otimes\chi_0}$ και $\hat{\rho}_\tau = \sum_{m=1}^{2} w_m \hat{P}_{\psi_m\otimes\chi_m}$.

Η απάντηση στο ερώτημα αυτό είναι αρνητική.

Για να το δούμε αυτό θα θεωρήσουμε ότι το σύστημα S αρχικά βρίσκεται σε μια κατάσταση υπέρθεσης, $\psi = \lambda_1\psi_1 + \lambda_2\psi_2$ και το όργανο μέτρησης M βρίσκεται στην κατάσταση χ_0. Δηλαδή,

$$\phi_0 = \psi \otimes \chi_0 = (\lambda_1\psi_1 + \lambda_2\psi_2) \otimes \chi_0 = \lambda_1\psi_1 \otimes \chi_0 + \lambda_2\psi_2 \otimes \chi_0$$

Σε αυτή την περίπτωση, η αρχική κατάσταση του $S + M$, ψ_0, δεν είναι ιδιοκατάσταση του $\hat{A} \otimes \mathbb{I}_M$ αλλά είναι ιδιοκατάσταση του $\mathbb{I}_S \otimes \hat{B}$. Εφαρμόζοντας τη σύνδεση ιδιοτιμής-ιδιοδιανύσματος συμπεραίνουμε ότι ενώ το παρατηρήσιμο A στην αρχική κατάσταση δεν έχει καθορισμένη τιμή, το παρατηρήσιμο B έχει καθορισμένη τιμή η οποία υποδηλώνει την ετοιμότητα του οργάνου να διεξάγει τη μέτρηση.

Η τελική κατάσταση του συστήματος, σύμφωνα με τη δυναμική εξέλιξη που διέπεται από την εξίσωση Schrödinger, θα είναι της μορφής,

$$\phi_\tau = \hat{U}(\tau, 0)\left(\lambda_1\psi_1 \otimes \chi_0 + \lambda_2\psi_2 \otimes \chi_0\right) = \lambda_1\hat{U}(\tau, 0)\psi_1\otimes\chi_0 + \lambda_2\hat{U}(\tau, 0)\psi_2\otimes\chi_0 = \lambda_1\psi_1\otimes\chi_1 + \lambda_2\psi_2\otimes\chi_2$$

Η τελευταία ισότητα προκύπτει από τον εύλογο περιορισμό ότι ο μοναδιακός τελεστής εξέλιξης που περιγράφει τη μετρητική αλληλεπίδραση θα πρέπει να οδηγεί σε μία τελική κατάσταση η οποία θα αποδίδει ως ένδειξη του οργάνου την τιμή που έχει το μετρούμενο παρατηρήσιμο στο αντικείμενο μέτρησης πριν τη μέτρηση.

Εφαρμόζοντας και πάλι τη σύνδεση ιδιοτιμή – ιδιοδιανύσματος συμπεραίνουμε ότι πλέον, όταν ολοκληρώνεται η υποτιθέμενη μετρητική διαδικασία, ούτε το παρατηρήσιμο A έχει καθορισμένη τιμή αλλά ούτε και το παρατηρήσιμο B. Δηλαδή, το όργανο δεν δίνει καμία ένδειξη – αποτέλεσμα μέτρησης.

Ο τελεστής πυκνότητας που αντιστοιχεί στην ϕ_τ είναι ο

$$\hat{\rho}_\tau = \hat{P}_{\lambda_1\psi_1\otimes\chi_1 + \lambda_2\psi_2\otimes\chi_2}$$

Προφανώς ο τελεστής ρ_τ είναι διαφορετικός από τον τελεστή

$$\hat{\rho} = \sum_{m=1}^{2} |\lambda_m|^2 \hat{P}_{\psi_m \otimes \chi_m}$$

τον οποίο αναμένουμε.

0.6. Χαρτογραφώντας κάποιες λύσεις του προβλήματος της κβαντικής μέτρησης.

0.6.1. *Η λύση του von Neumann.* Ο von Neumann υποστήριξε ως κβαντικό αξίωμα την ύπαρξη δύο διαδικασιών δυναμικής εξέλιξης:

(1) μια συνεχή, ντετερμινιστική, μοναδιακή, αντιστρεπτή μεταβολή της κατάστασης ενός κβαντικού συστήματος (εξίσωση Schrödinger):

$$\psi_{t_0} \longmapsto \psi_t = U(t, t_0)\psi_{t_0}$$

όπου $U(t, t_0) = exp\left\{-i(t-t_0)\hat{H}/\hbar\right\}$ ο μοναδιακός τελεστής που μετασχηματίζει την κατάσταση του συστήματος.

(2) μια ασυνεχή, μη ντετερμινιστική μη αντιστρεπτή και στιγμιαία μεταβολή της κατάστασης του συστήματος (αναγωγή της κβαντικής κατάστασης):

$$\hat{\rho}_0 \longmapsto \hat{\rho} = \sum_m (\psi_m, \rho\psi_m)\hat{P}_{\psi_m}$$

όπου $\{\psi_m\}$ μια ορθοκανονική βάση του χώρου Hilbert.

0.6.2. *Οι λύσεις των κρυμμένων μεταβλητών.* Οι λύσεις που εμπίπτουν σε αυτή την κατηγορία δεν προκύπτουν στο πλαίσιο ερμηνειών της κβαντικής μηχανικής αλλά στο πλαίσιο νέων θεωριών που αποτελούν τροποποιήσεις της κβαντικής μηχανικής οι οποίες ενσωματώνουν την εμπειρική της επιτυχία.

Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η θεωρία του οδηγούντος κύματος ή θεωρία δε Βρογλιε - Βοημ ή μπομιανή μηχανική. Σε αυτή τη θεωρία οι κρυμμένες μεταβλητές είναι τα σωματίδια τα οποία έχουν καθορισμένες θέσεις σε κάθε χρονική στιγμή, και άρα, καθορισμένες τροχιές. Ο ρόλος του διανύσματος κατάστασης σε αναπαράσταση θέσης, δηλαδή, η κυματοσυνάρτηση, η οποία αποτελεί λύση της εξίσωσης Schrödinger οδηγεί τα σωματίδια κατά μήκος των τροχιών τους προσδιορίζοντας ένα κβαντικό δυναμικό εντός του οποίου κινούνται σύμφωνα με τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα.

Σε μια μετρητική διεργασία όπου μετράται η θέση του σωματιδίου, το σωματίδιο οδηγείται πριν τη μέτρηση από ένα κύμα (η κυματοσυνάρτηση το περιγράφει) το οποίο είναι μια υπέρθεση κυματοσυναρτήσεων των δυνατών αποτελεσμάτων της μέτρησης της θέσης του σωματιδίου. Η μέτρηση αναδεικνύει την καθορισμένη θέση του σωματιδίου και η κυματοσυνάρτηση που οδηγεί το σωματίδιο μετά τη μέτρηση είναι εκείνη η συνιστώσα της υπέρθεσης που προβλέπει ότι το σωματίδιο βρίσκεται στην καθορισμένη θέση την καθορισμένη χρονική στιγμή. Τι συμβαίνει με την άλλη συνιστώσα της υπέρθεσης – που προβλέπει ότι το σωματίδιο βρίσκεται κάπου αλλού· Αυτή η συνιστώσα της κυματοσυνάρτησης σύμφωνα με τη μπομιανή μηχανική παραμένει άδεια

– δεν οδηγεί το σωματίδιο μετά τη μέτρηση. Το φαινόμενο της αποσυμφώνησης, το οποίο θα συζητήσουμε στη συνέχεια, εμποδίζει την επίδραση αυτού του κύματος φαντάσματος να συμβάλλει με το οδηγόν κύμα μετά τη μέτρηση και να λάβουμε ξανά μια υπέρθεσή τους.

0.6.3. *Οι θεωρίες της δυναμικής κατάρρευσης.* Αυτές οι θεωρίες επιχειρούν να πουν ακριβώς πότε η εξίσωση Schrödinger παραβιάζεται και πώς γίνεται η «κατάπνιξη» των μακροσκοπικών υπερθέσεων. Η πιο γνωστή θεωρία είναι εκείνη των Γηιραρδι - Ριμινι - Ωεβερ (ΓΡΩ) η οποία υποστηρίζει ότι κάθε στοιχειώδες σωματίδιο έχει μια ανεξάρτητη, και πολύ μικρή, αντικειμενική πιθανότητα ανά δευτερόλεπτο αυθόρμητου άλματος σε κάποια εντοπισμένη κατάσταση. Κάθε σωματίδιο υπόκειται ένα τέτοιο άλμα, κατά μέσο όρο, κάθε 10^8χρόνια. Άρα, σε απομονωμένα μακροσκοπικά συστήματα τα άλματα είναι πολύ σπάνια ώστε να μπορούν να παρατηρηθούν στη χρονική κλίμακα ενός εργαστηριακού πειράματος. Όμως σε μεγάλα συστήματα, με πολλά σωματίδια, η κατάρρευση ενός σωματιδίου σε μια εντοπισμένη κατάσταση θα προκαλούσε την κατάρρευση όλων των σωματιδίων με τα οποία είναι συμπεπλεγμένη, καταπνίγοντας τις μακροσκοπικές υπερθέσεις σε πολύ μικρές χρονικές κλίμακες.