Κβαντική Θεωρία του Ατόμου του Η

ΑΤΟΜΟ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ: Ηλεκτρόνιο – υλοκύμα που έχει εγκλωβιστεί σε πεπερασμένο ακτινικό φρέαρ δυναμικού *V(r)*

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{r}$$

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - V\right)\cdot\psi = 0$$

Σφαιρικές συντεταγμένες:

(α) **ακτινική απόσταση *(r)*** του σημείου από το κέντρο – πυρήνας

(β) **πολική-ζενίθια γωνία *(θ)*** μεταξύ του *r* και του άξονα z

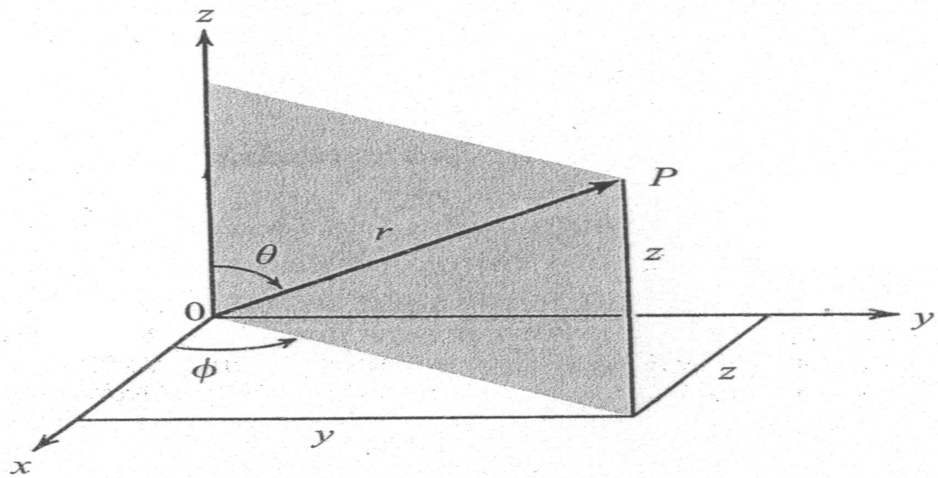
(γ) **αζιμούθια γωνία *(φ)*** μεταξύ της προβολής του *r* στο επίπεδο xy και του άξονα x

$$y = r\cdot\sin\theta\cdot\sin\varphi$$

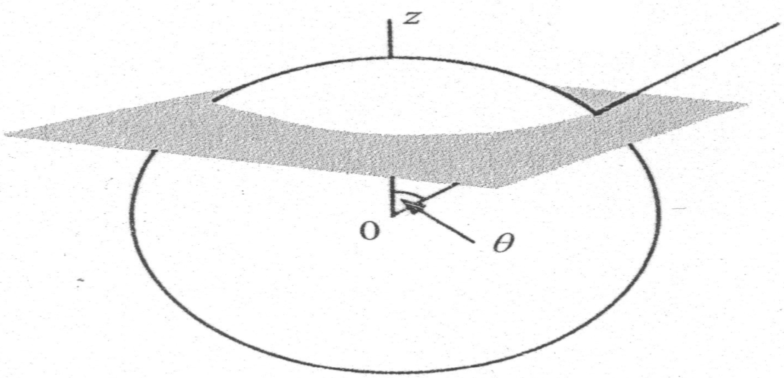
$$x = r\cdot\sin\theta\cdot\cos\varphi$$

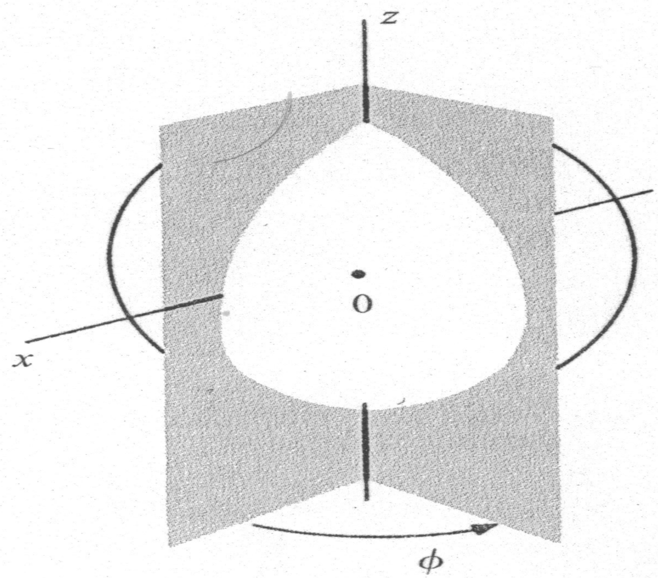
$$z = r\cdot\cos\varphi$$

Σφαιρικές συντεταγμένες



$$x = r \sin\theta \cos\phi$$
$$y = r \sin\theta \sin\phi$$
$$z = r \cos\theta$$





Κβαντική Θεωρία του Ατόμου του Η

Η εξίσωση Schrödinger για το άτομο του Η σε σφαιρικές συντεταγμένες

$$\sin^2\theta \cdot \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r}\right) + \sin\theta \cdot \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta}\right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} +$$

$$+ \frac{2mr^2 \cdot \sin^2\theta}{\hbar^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r} + E_n\right) \cdot \psi = 0$$

- Όπου η ενέργεια για κάθε **στάθμη-ιδιοτιμής E_n** δίνεται από την σχέση :

$$E_n = \left[-\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{me^4}{2\hbar^2}\right] \cdot \frac{1}{n^2}$$

$$\boxed{n = 1,2,3,....}$$

Επιδέχεται λύσεις της μορφής:

$$\boxed{\psi(r,\theta,\varphi) = R(r) \cdot \Theta(\theta) \cdot \Phi(\varphi)}$$

$$\frac{\sin^2\theta}{R} \cdot \frac{d}{dr}\left(r^2 \cdot \frac{dR}{dr}\right) + \frac{\sin\theta}{\Theta} \cdot \frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta \cdot \frac{d\Theta}{d\theta}\right) + \frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} +$$

$$+ \frac{2mr^2 \cdot \sin^2\theta}{\hbar^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r} + E_n\right) = 0$$

Κβαντική Θεωρία του Ατόμου του Η

Καθεμιά από τις συναρτήσεις *R(r)*, *Θ(θ)*, *Φ(φ)* ικανοποιεί και μια διαφορική εξίσωση

$$\frac{\sin^2\theta}{R}\cdot\frac{d}{dr}\left(r^2\cdot\frac{dR}{dr}\right)+\frac{\sin\theta}{\Theta}\cdot\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\cdot\frac{d\Theta}{d\theta}\right)+\frac{2mr^2\cdot\sin\theta}{\hbar^2}\cdot\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}+E_n\right)=$$

$$\boxed{-\frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}=m_i^2}$$

$$\boxed{\frac{1}{\sin\theta}\cdot\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\cdot\frac{d\Theta}{d\theta}\right)+\left[l(l+1)-\frac{m_l^2}{\sin^2\theta}\right]\cdot\Theta=0}$$

$$\boxed{\frac{1}{r^2}\cdot\frac{d}{dr}\left(r^2\cdot\frac{dR}{dr}\right)+\left[\frac{2m}{\hbar^2}\cdot\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}+E_n\right)-\frac{l(l+1)}{r^2}\right]\cdot R=0}$$

$$E_n=\left[-\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{me^4}{2\hbar^2}\right]\cdot\frac{1}{n^2}$$

$$\boxed{n=1,2,3,....}$$

ΚΒΑΝΤΙΚΟΙ ΑΡΙΘΜΟΙ

$$\boxed{-\frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} = m_i^{\ 2}}$$

$$\Phi(\varphi) = A \cdot e^{i \cdot m_l \cdot \varphi}$$

$$\Phi(\varphi) = \Phi(\varphi + 2\pi)$$

Επειδή τόσο η *Ψ(r,θ,φ)=R(r).Θ(θ).Φ(φ)* όσο και Φ(φ) πρέπει να έχει μια τιμή σε κάθε σημείο του χώρου

$$A \cdot e^{i \cdot m_l \cdot \varphi} = A \cdot e^{i \cdot m_l \cdot (\varphi + 2\pi)}$$

$$\boxed{m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, ...}$$

$$\boxed{\frac{1}{\sin\theta} \cdot \frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta \cdot \frac{d\Theta}{d\theta}\right) + \left[l(l+1) - \frac{m_l^{\ 2}}{\sin^2\theta}\right] \cdot \Theta = 0}$$

Η συνάρτηση *Θ(θ)* έχει λύσεις μόνο όταν :

$$\boxed{l \geq \left| m_l \right|}$$

$$\boxed{m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, ... \pm l}$$

ΚΒΑΝΤΙΚΟΙ ΑΡΙΘΜΟΙ

$$\boxed{\frac{1}{r^2}\cdot\frac{d}{dr}\left(r^2\cdot\frac{dR}{dr}\right)+\left[\frac{2m}{\hbar^2}\cdot\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}+E_n\right)-\frac{l(l+1)}{r^2}\right]\cdot R=0}$$

$$E_n=\left[-\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{me^4}{2\hbar^2}\right]\cdot\frac{1}{n^2}$$

$$\boxed{n=1,2,3,....}$$

Κύριος κβαντικός αριθμός – [ΙΔΙΟΤΙΜΗ] της ενέργειας

Η συνάρτηση *R(r)* έχει λύσεις μόνο όταν :

$$\boxed{n \geq l}$$

$$\boxed{l=0,1,2,3,4,5,....(n-1)}$$

$$\boxed{l=s,p,d,f,g,h,.....}$$

Δευτρεύεων Κβαντικός αριθμός - [ΜΕΤΡΟ] της τροχιακής στροφορμής

$$\boxed{m_l=0,\pm1,\pm2,\pm3,....\pm l}$$

Μαγνητικός Κβαντικός αριθμός - [ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ] της τροχιακής στροφορμής

Κύριος κβαντικός αριθμός – n – Κβάντωση της ενέργειας

Μοντέλο του Bohr ≡ Ηλιακό σύστημα
(ηλεκτροστατική έλξη) ≡ (βαρυτική έλξη)

Άτομο Η

(κβαντομηχανική - Schrödinger)

Διατηρούνται οι

Βαθμωτή Ολική Ενέργεια

Διανυσματική Στροφορμή

Πλανητική κίνηση

(κλασσική φυσική - Newton)

Διατηρούνται οι

Βαθμωτή Ολική Ενέργεια

Διανυσματική Στροφορμή

Στο άτομο Η η ολική Ε είναι σταθερή μόνο που :

Ε > 0 λαμβάνει οποιαδήποτε τιμή

Ε < 0 λαμβάνει μόνο μερικές τιμές

$$E_n = \left[-\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \frac{me^4}{2\hbar^2} \right] \cdot \frac{1}{n^2} = E_0 \cdot \frac{1}{n^2}$$

$$\boxed{n = 1, 2, 3, ...}$$

Κβάντωση των ΙΔΙΟΤΙΜΩΝ της ενέργειας

Όταν $n \to \infty$ κβαντική φυσική ≡ κλασσική φυσική

Τροχιακός (Δευτρεύεων) Κβαντικός αριθμός
Κβάντωση του ΜΕΤΡΟΥ της τροχιακής στροφορμής

Ακτινική κίνηση του e⁻ [R(*r*)]

$$\boxed{\frac{1}{r^2}\cdot\frac{d}{dr}\left(r^2\cdot\frac{dR}{dr}\right)+\left[\frac{2m}{\hbar^2}\cdot\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}+E_n\right)-\frac{l(l+1)}{r^2}\right]\cdot R=0}$$

Η ολική ενέργεια του e⁻ καθώς μετακινείται από και προς τον πυρήνα αλλά και περιστρέφεται γύρο από αυτόν– [ΙΔΙΟΤΙΜΗ] της ενέργειας- E_n

$$E_n=T_{\alpha\kappa\tau}+T_{\pi\varepsilon\rho}+V=T_{\alpha\kappa\tau}+T_{\pi\varepsilon\rho}-\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}$$

$$E_n+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}=T_{\alpha\kappa\tau}+T_{\pi\varepsilon\rho}$$

$$\boxed{\frac{1}{r^2}\cdot\frac{d}{dr}\left(r^2\cdot\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2m}{\hbar^2}\left[T_{\alpha\kappa\tau}+T_{\pi\varepsilon\rho}-\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}\right]\cdot R=0}$$

Τροχιακός (Δευτρεύεων) Κβαντικός αριθμός
Κβάντωση του ΜΕΤΡΟΥ της τροχιακής στροφορμής

Ακτινική κίνηση του e⁻ [R(r)]

$$\frac{1}{r^2}\cdot\frac{d}{dr}\left(r^2\cdot\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2m}{\hbar^2}\left[T_{\alpha\kappa\tau}+T_{\pi\varepsilon\rho}-\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}\right]\cdot R=0$$

$$T_{\pi\varepsilon\rho}-\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}=0\rightarrow T_{\pi\varepsilon\rho}=\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$$

$$T_{\pi\varepsilon\rho}=\frac{1}{2}m\upsilon_{\pi\varepsilon\rho}^{2}=\frac{1}{2}m\left(\frac{L}{mr}\right)^2=\frac{L^2}{2mr^2}=\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$$

$$\frac{L^2}{2mr^2}=\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}\rightarrow L=\sqrt{l(l+1)}\cdot\hbar$$

Το ΜΕΤΡΟ της στροφορμής του e⁻ καθώς περιστρέφεται γύρο από πυρήνα λαμβάνει μόνο τιμές L ώστε:

$$\boxed{L=\sqrt{l(l+1)}\cdot\hbar}$$

$$\boxed{l=0,1,2,3,4,5,....(n-1)}$$

$$\boxed{l=s,p,d,f,g,h,.....}$$

ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΙΑΣ

Μοντέλο του Bohr ***(κλασσική φυσική)***

$$L = n \cdot \hbar$$

$$n = 1, 2, 3, \ldots.$$

Άτομο Η ***(κβαντομηχανική)***

$$\boxed{L = \sqrt{l \cdot (l+1)} \cdot \hbar = \sqrt{l \cdot n} \cdot \hbar}$$

$$l = 0,1,2,3,4,5,\ldots.(n-1)$$

Στο άτομο Η όταν n = 1 L = ħ

n = 2	**L = 2 ħ**
n = 5	**L = 5 ħ**
n = 21	**L = 21 ħ**
n = 101	**L = 101 ħ**

Στο άτομο Η όταν n = 1 L = 0

n = 2	**L = 1.4 ħ**
n = 5	**L = 4.5 ħ**
n = 21	**L = 20.5 ħ**
n = 101	**L = 100.5 ħ**

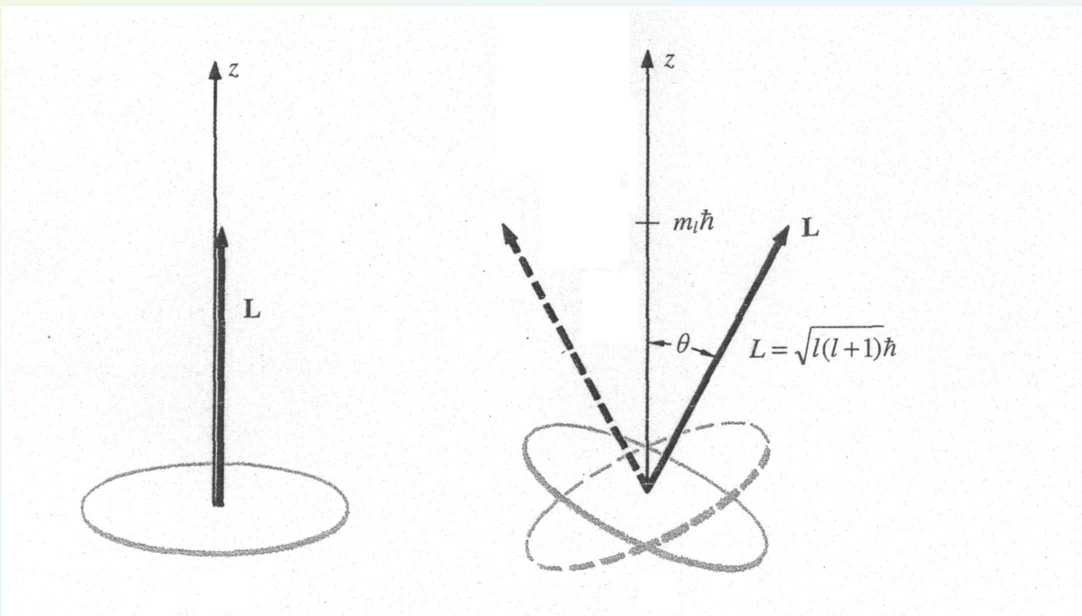
Οι προβλέψεις της κβαντικής φυσικής όταν $n \rightarrow \infty$
συμπίπτουν με τις προβλέψεις της κλασσικής φυσικής

Μαγνητικός Κβαντικός αριθμός
Κβάντωση της ΔΙΕΥΘΥΝΣΗΣ της τροχιακής στροφορμής

Το e^- καθώς περιστρέφεται γύρο από τον πυρήνα η στροφορμή του L παίρνει κβαντισμένες τιμές μέτρου *L* και έχει διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο περιστροφής του και κατεύθυνση όπως ορίζεται από κανόνα του δεξιου χεριού

Το e^- καθώς περιστρέφεται γύρο από τον πυρήνα αντιστοιχεί σε στοιχειώδες «κυκλικό» ρεύμα που δημιουργεί στοιχειώδες μαγντικό πεδίο.

Ατομικό e^- που περιστρέφεται γύρο από τον πυρήνα με στροφορμή *L* αλληλεπιδρά με εξωτερικό μαγνητικό πεδίο B έτσι ώστε να λαμβάνει μόνο ορισμένες κατευθύνσεις που καθορίζονται από τον μαγνητικό αριθμό m_l – ΧΩΡΙΚΗ ΚΒΑΝΤΩΣΗ

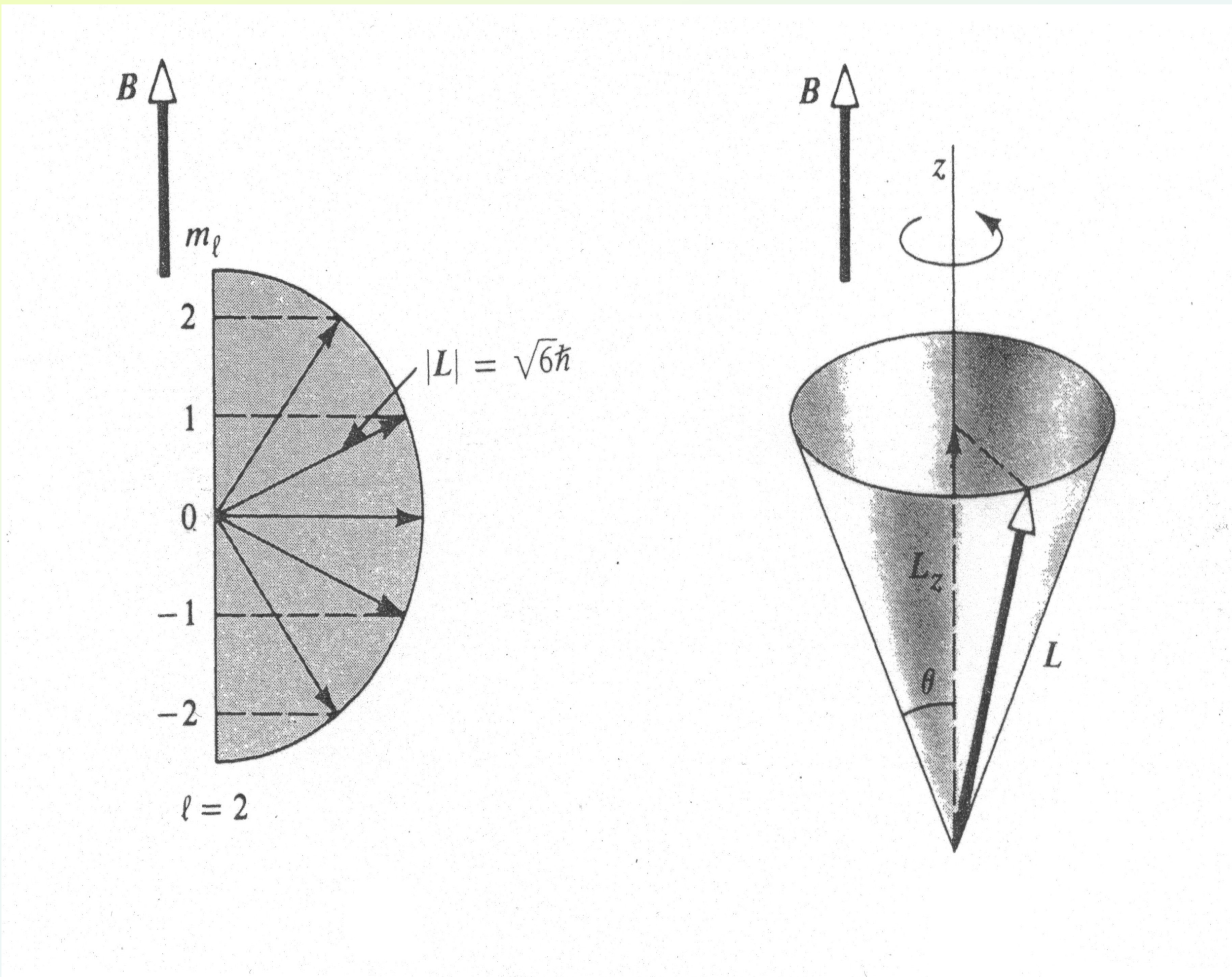


Έστω ότι το B = B_z τότε κβάντωση παρουσιάζει μόνο η L_z ενώ για τα L_x και L_y πλήρης απροσδιοριστία

$$L_z = m_l \cdot \hbar$$

Μαγνητικός Κβαντικός αριθμός
Κβάντωση της ΔΙΕΥΘΥΝΣΗΣ της τροχιακής στροφορμής

Έστω ότι το B = B_z τότε κβάντωση παρουσιάζει μόνο η L_z



$$L_z = m_l \cdot \hbar$$

$$\boxed{m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \pm l}$$

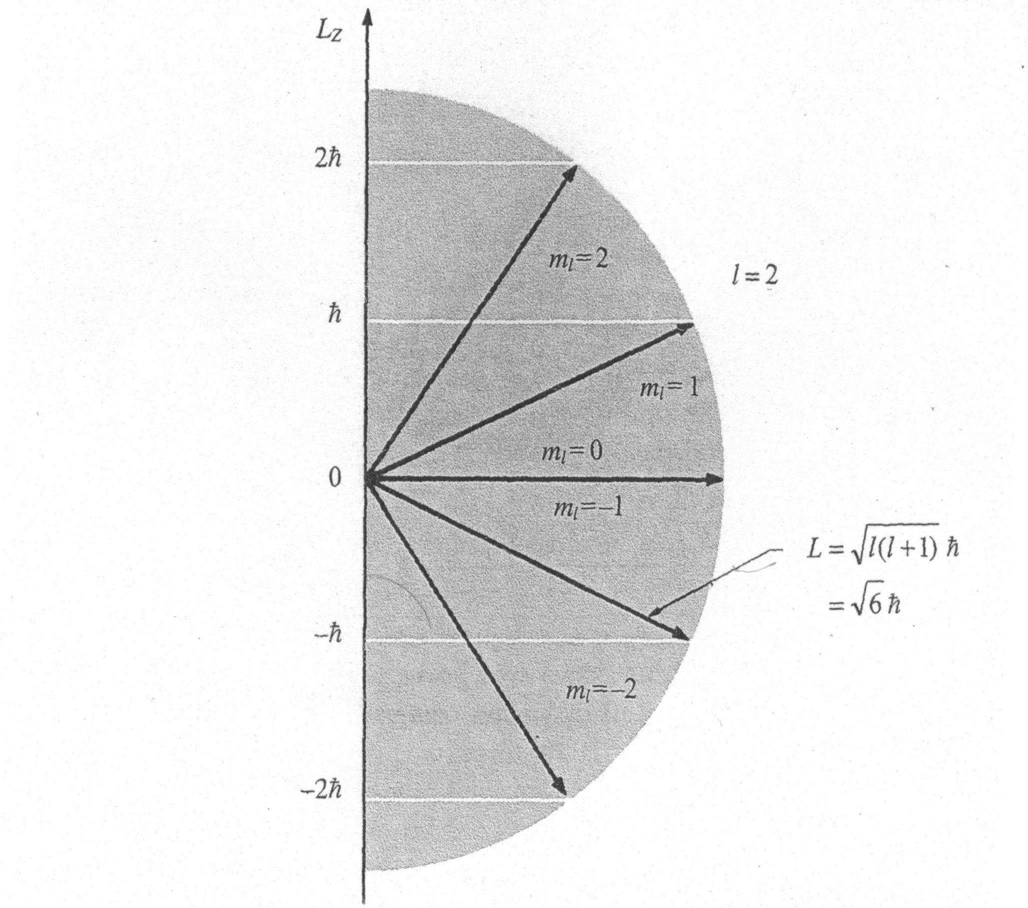
ΧΩΡΙΚΗ ΚΒΑΝΤΩΣΗ

Ατομικό e⁻ με στροφορμή L_z μπορεί να λάβει μόνο $2l+1$ κατευθύνσεις με γωνία θ όπως καθορίζεται από τη σχέση:

$$L_z = L \cdot \cos\theta$$

$$\cos\theta = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}$$

Κβάντωση Ενέργειας και τροχιακής Στροφορμής L



ΚΒΑΝΤΩΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΟΥ ΣΤΟ ΑΤΟΜΟ του Η

Ατομικό e⁻ με μία ιδιοτιμή ολικής ενέργειας E_1 (n=1) μπορεί να λάβει μία τιμή μέτρου τροχιακής στροφορμή (*l = 0*)

$L_0 = 0$

Ατομικό e⁻ με μία ιδιοτιμή ολικής ενέργειας E_2 (*n = 2*) μπορεί να λάβει δύο τιμές μέτρου τροχιακής στροφορμή (*l = 0, 1*)

$L_0 = 0$ **και**

$$L_1 = \sqrt{1 \cdot (1+1)} \cdot \hbar = \sqrt{2} \cdot \hbar$$

με τρείς δυνατές κατευθύνσεις - προσανατολισμού ($m_l = 2l+1 = 3$) της L_z ως προς τον άξονα z

$$L_{1z} = 0, \pm \hbar$$

σε γωνίες θ ως προς το επίπεδο (x,y) – επίπεδο περιστροφής του

$L_z = 0 \rightarrow \theta = 0$ για $m_l = 0$

$L_z = \pm \hbar \rightarrow \theta = \pm 45^\circ$ για $m_l = \pm 1$

Εκφυλισμός καταστάσεων κβάντωσης του ατόμου

n=1 E_1 $L_0 = 0\,\hbar$ $L_{0z} = 0\,\hbar$ *(1) ιδιοκατάσταση του ατόμου ($1s_1$)*

n=2 E_2 $L_0 = 0\,\hbar$ $L_{0z} = 0\,\hbar$ *(4) ιδιοκαταστάσεις του ατόμου ($2s_1$, $2p_3$)*

$$L_1 = \sqrt{2}\cdot\hbar \qquad L_{1z} = 0, \pm\hbar$$

n=3 E_3 $L_0 = 0\,\hbar$ $L_{0z} = 0\,\hbar$ *(9) ιδιοκαταστάσεις του ατόμου ($3s_1$, $3p_3$, $3d_5$)*

$$L_1 = \sqrt{2}\cdot\hbar \qquad L_{1z} = 0, \pm\hbar$$

$$L_2 = \sqrt{6}\cdot\hbar \qquad L_{2z} = 0, \pm\hbar, \pm 2\hbar$$

Ιδιοκαταστάσεις με διαφορετικά χαρακτηριστικά έχουν την ίδια ακριβώς ενέργεια - ΕΚΦΥΛΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ

ΕΚΦΥΛΙΣΜΟΣ ως προς *l*

εξαρτάται από τη μορφή του δυναμικού του ατόμου

$$V(r) \sim 1/r$$

υφίσταται εκφυλισμός ως προς *l*

ΕΚΦΥΛΙΣΜΟΣ ως προς m_l

εξαρτάται από την ισοτροπία του χώρου όπου βρίσκεται το άτομο

$$E_{total} = E_n - m_l \cdot \mu_B \cdot B$$

Αρση Εκφυλισμού

Ιδιοσυναρτήσεις *ψ(r,θ,φ)* του ατόμου του H

$$\psi(r,\theta,\varphi)=\psi_{nlm}(r,\theta,\varphi)=R_{nl}(r)\cdot\Theta_{lm}(\theta)\cdot\Phi_{m}(\varphi)$$

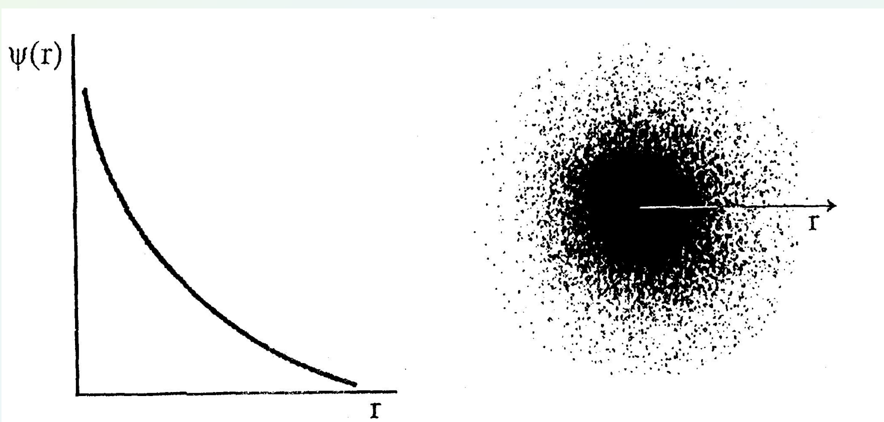
1s τροχιακό - n = 1 , l = 0 , m_l = 0

$$\psi_{100}(r,\theta,\varphi)=\Phi_0(\varphi)\cdot\Theta_{00}(\theta)\cdot R_{10}(r)=$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot\frac{1}{\sqrt{2}}\cdot\frac{2}{a_0^{3/2}}e^{-\frac{r}{a_0}}=\frac{1}{\sqrt{\pi}\cdot a_0^{3/2}}e^{-\frac{r}{a_0}}=\psi(r)$$

Πρώτη ακτίνα του Bohr

$$a_0=\frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2}=0.053\,nm=0.53\,\overset{\circ}{A}$$



$$P=\int_{-\infty}^{+\infty}|\psi|^2\,dV=1$$

Πυκνότητα πιθανότητας *P(r,θ,φ)* της θέσης του e$^-$ στο ατόμου του Η

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 \, dV = 1$$

$$\psi(r,\theta,\varphi) = \psi_{nlm}(r,\theta,\varphi) = R_{nl}(r)\cdot\Theta_{lm}(\theta)\cdot\Phi_m(\varphi)$$

$$|\psi(r,\theta,\varphi)|^2 dV = |R|^2\cdot|\Theta|^2\cdot|\Phi|^2 dV$$

$$\boxed{\Phi(\varphi) = A\cdot e^{i\cdot m_l\cdot\varphi}} \qquad |\Phi|^2 = \Phi^*\Phi = A\cdot e^{i\cdot m_l\cdot\varphi}\cdot A\cdot e^{-i\cdot m_l\cdot\varphi} = A^2\cdot e^0 = A^2$$

Η πιθανότητα να βρεθεί ένα e$^-$ σε μια θέση είναι ανεξάρτητη της αζιμουθιακή γωνία φ – αξονική συμμετρία ως προς τον άξονα z

1s τροχιακό - n = 1 , l = 0 , m_l = 0

$$\psi_{100}(r,\theta,\varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\cdot a_0^{3/2}} e^{-\frac{r}{a_0}} = \psi(r) = R(r)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dV = \int_0^r \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} r^2 \sin\theta\cdot dr\cdot d\theta\cdot d\phi = \int_0^r 4\pi\cdot r^2 dr$$

$$\boxed{P(r) = \int_0^r |R(r)|^2\cdot 4\pi r^2 dr = 1}$$

Πυκνότητα πιθανότητας $P(r,\theta,\varphi)$ της θέσης του e⁻ στο ατόμου του Η

2s τροχιακό - $n = 2, l = 0, m_l = 0$

$$\psi_{200}(r,\theta,\varphi) = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}\cdot a_0^{3/2}}\left(2 - \frac{r}{a_0}\right)e^{-\frac{r}{2a_0}} = \psi(r) = R(r)$$

$$\boxed{P(r) = \int_0^r \left|R(r)\right|^2 \cdot 4\pi r^2 dr = 1}$$

2p τροχιακό - $n = 2, l = 1, m_l = 0, \pm 1$

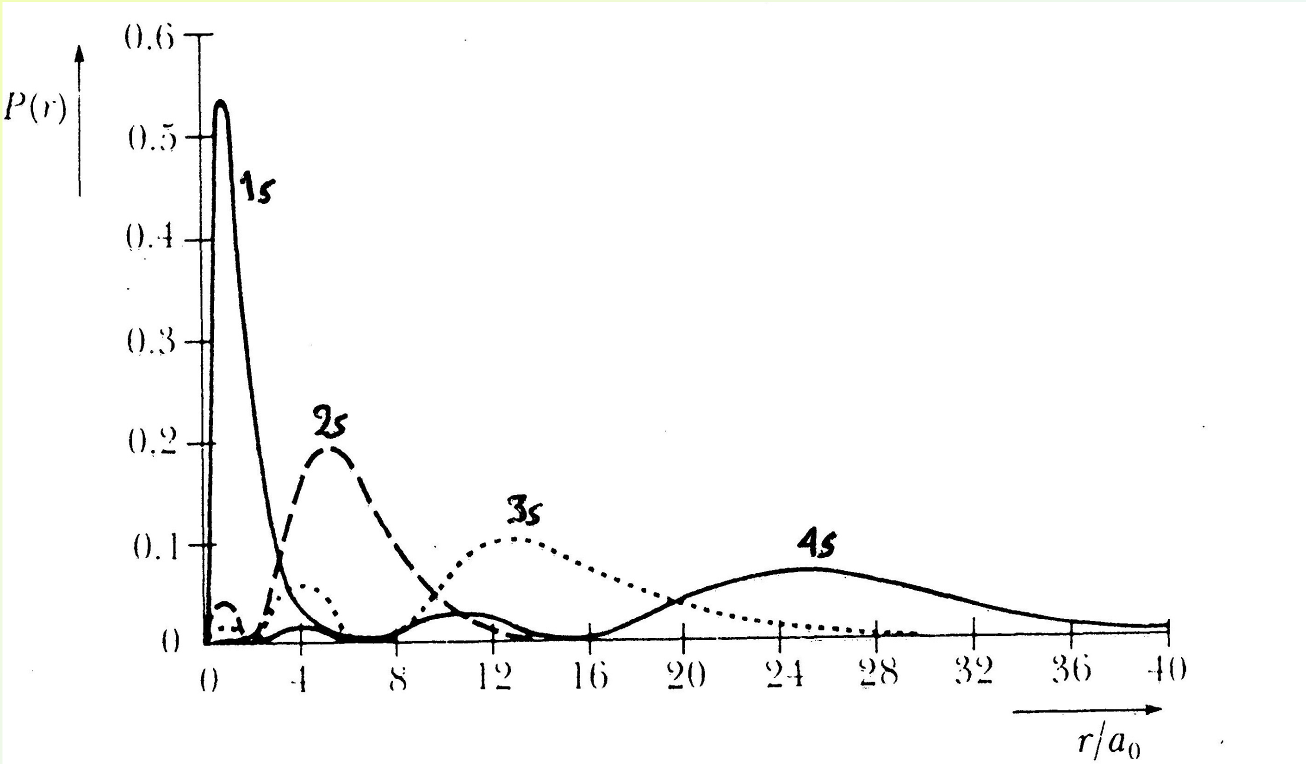
$$\psi_{210}(r,\theta,\varphi) = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}\cdot a_0^{3/2}}\cdot\frac{r}{a_0}\cdot e^{-\frac{r}{2a_0}}\cdot\cos\theta = \psi(r,\theta)$$

$$\boxed{P(r,\theta) = 2\pi\int_{\theta=0}^{\pi}\int_0^r \left|R(r)\right|^2\cdot\left|\Theta(\theta)\right|^2 r^2\sin\theta\cdot dr\cdot d\theta = 1}$$

$$\psi_{21\pm1}(r,\theta,\varphi) = \frac{1}{8\sqrt{\pi}\cdot a_0^{3/2}}\cdot\frac{r}{a_0}\cdot e^{-\frac{r}{2a_0}}\cdot\sin\theta\cdot e^{\pm i\varphi} = \psi(r,\theta,\varphi)$$

$$\boxed{P(r,\theta,\varphi) = \int_0^r\int_{\theta=0}^{\pi}\int_{\varphi=0}^{2\pi}\left|R(r)\right|^2\cdot\left|\Theta(\theta)\right|^2\cdot\left|\Phi(\varphi)\right|^2\cdot r^2\sin\theta\cdot dr\cdot d\theta\cdot d\phi = 1}$$

Πυκνότητα πιθανότητας $P(r,\theta,\varphi)$ της θέσης του e^- στο ατόμου του Η

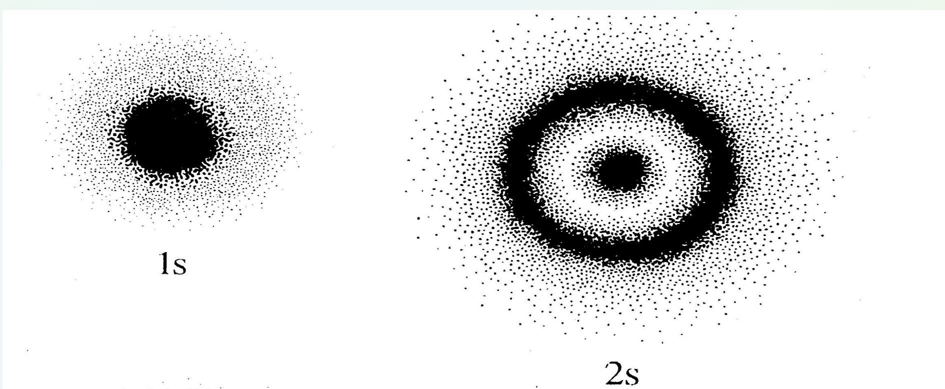


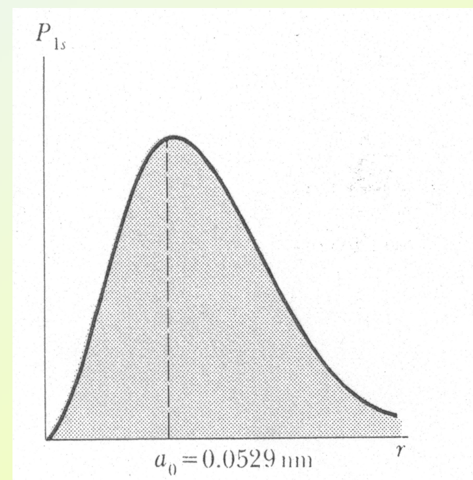
<u>s – καταστάσεις</u>

n = 1,2,3,…

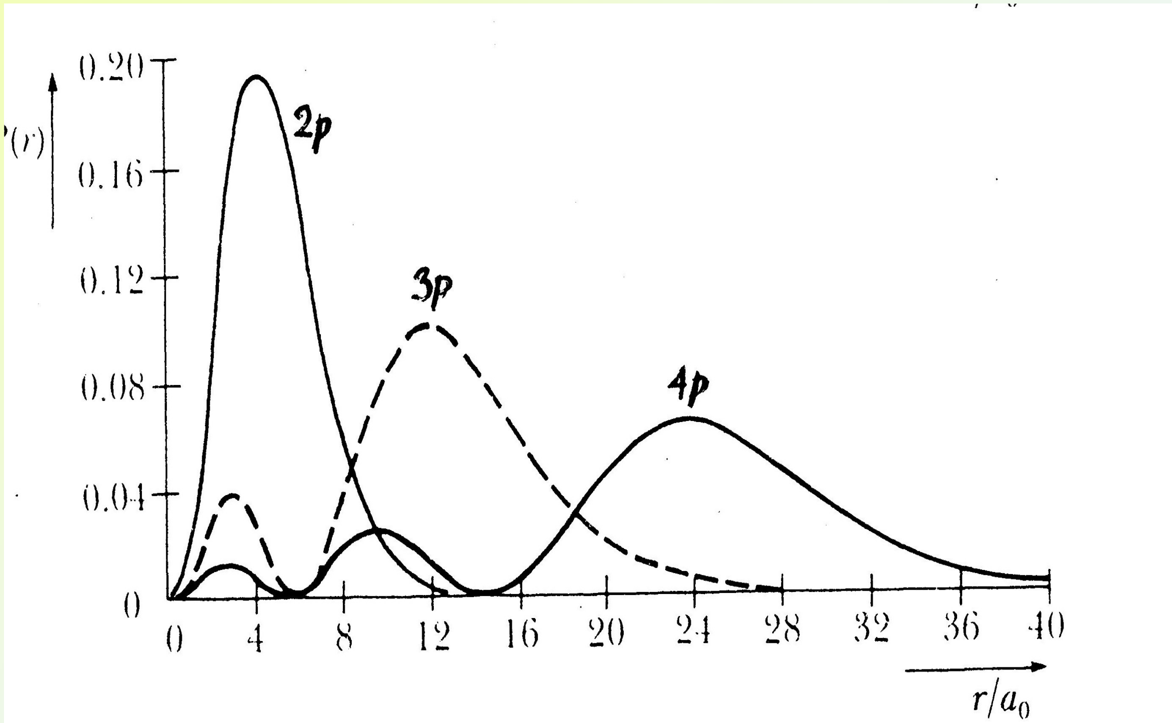
l = 0 ***$m_l = 0$***

$$\psi_{n00}(r,\theta,\varphi) = R(r)$$





Πυκνότητα πιθανότητας $P(r,\theta,\varphi)$ της θέσης του e$^-$ στο ατόμου του Η

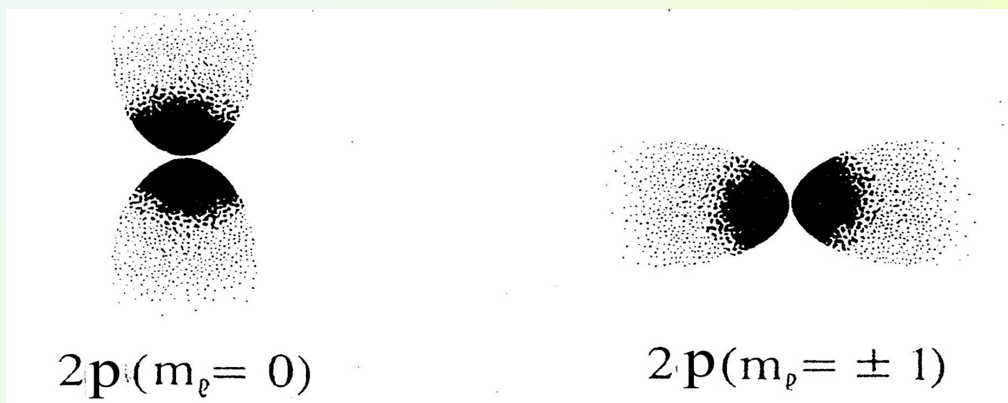


p – καταστάσεις

$n = 1,2,3,\ldots$

$l = 1 \qquad m_l = 0, \ \pm 1$

$$\psi_{n,1,0\pm1}(r,\theta,\varphi)$$



Πυκνότητα πιθανότητας $P(r,\theta,\varphi)$ της θέσης του e^- στο ατόμου του H

4f – καταστάσεις

$n = 4$

$l = 0,1,2,3$

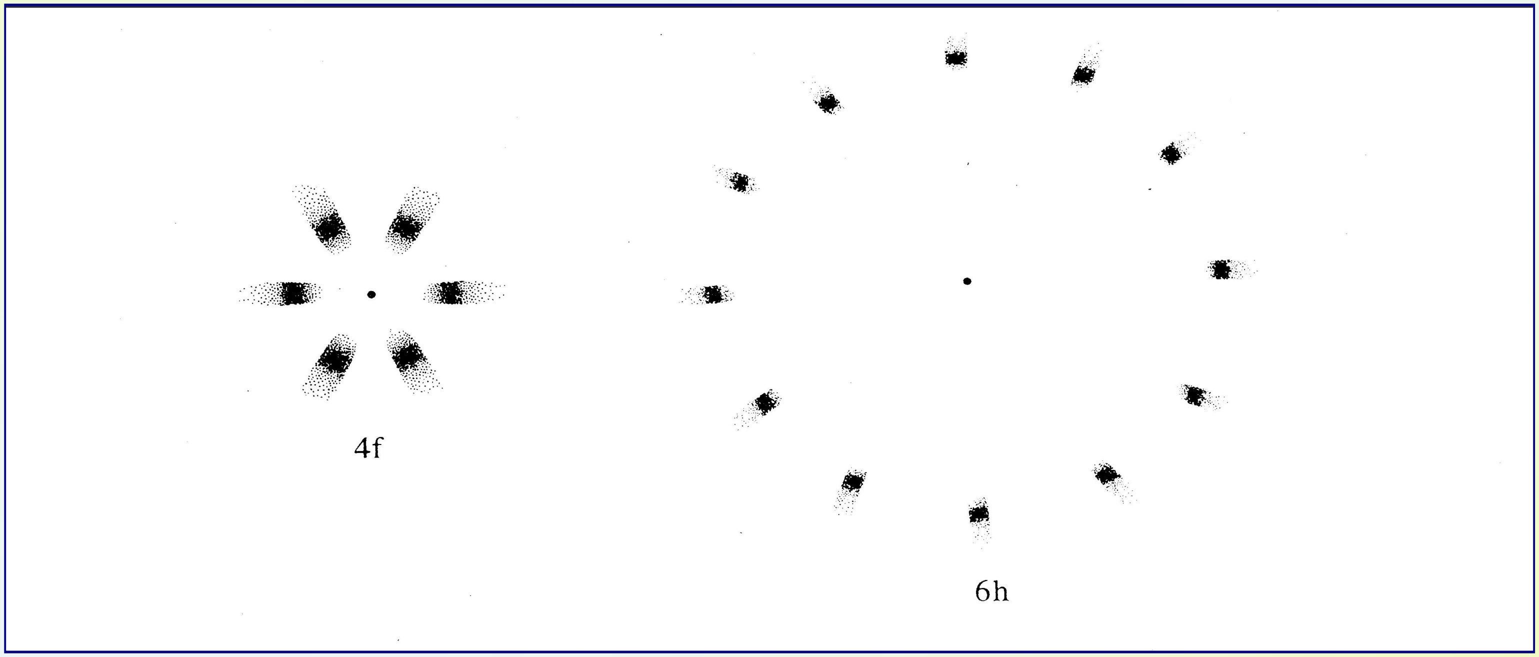
$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$

6h – καταστάσεις

$n = 6$

$l = 0,1,2,3,4,5$

$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5$



Όταν $n \to \infty$ κβαντική φυσική ≡ κλασσική φυσική [**Ατομα Rydberg**]

ΔΙΕΓΕΡΣΗ - ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΣΗ ΑΤΟΜΟΥ
[BORH - SCHRÖDINGER]