spektry. Spojitým spektrem, které odpovídá energiím $E \geq 0$, se budeme zabývat pouze okrajově.

Při řešení problému s hamiltonánem (16.1) je výhodné použít sférické souřadnice r, θ a φ. Coulombovský potenciál závisí pouze na radiální souřadnici r a jde proto o pohyb v centrálním poli. Díky tomuto poli jsou kvadrát orbitálního momentu hybnosti a jeho z-ová komponenta integrály pohybu (viz kap. 15.2). Je zřejmé, že vázané stavy vodíku podobného atomu lze klasifikovat s pomocí kvantových čísel l a m charakterizujících tyto veličiny

$$\psi(r,\theta,\varphi) = \psi_{nlm}(r,\theta,\varphi). \tag{16.2}$$

Zde jsme připsali i třetí kvantové číslo n, které odpovídá kvantování v radiálním směru a které je dané coulombovským potenciálem v rovnici (16.1). Vzhledem k tomu, že coulombovský potenciál závisí pouze na souřadnici r, energie vázaných stavů vodíku podobného atomu nebudou zřejmě záviset na kvantových číslech l a m

$$E = E_n. \tag{16.3}$$

V centrálním poli úhlová část pohybu nepřispívá ke kvantování energií. Všimněme si, že stavy vodíku podobného atomu charakterizujeme s pomocí tří kvantových čísel, což odpovídá počtu prostorových proměnných. Stejnou závislost (16.3) dostáváme i při řešení „vodíku podobného atomu“ v jednorozměrném či dvourozměrném prostoru.

16.1 Diskrétní spektrum

Hamiltonián (16.1) má ve sférických souřadnicích tvar

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{\Delta_{\theta,\varphi}}{r^2}\right] - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r}, \tag{16.4}$$

kde operátor $\Delta_{\theta,\varphi}$ je dán vztahem (15.9).

Vzhledem k tomu, že tento hamiltonián vytváří společně s operátory kvadrátu momentu hybnosti (15.8)

$$\hat{L}^2 = -\hbar^2\Delta_{\theta,\varphi} \tag{16.5}$$

a jeho z-ové komponenty (15.7)

$$\hat{L}_z = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\varphi}, \tag{16.6}$$

systém tří navzájem komutujících operátorů, existuje společný systém vlastních funkcí těchto operátorů. Uvážíme-li, že poslední dva operátory nezávisí na proměnné r, můžeme předpokládat vlnové funkce ψ v separovaném tvaru

$$\psi(r,\theta,\varphi) = R(r)Y_{lm}(\theta,\varphi), \tag{16.7}$$

kde $R(r)$ je dosud neurčená radiální část vlnové funkce a kulové funkce $Y_{lm}(\theta,\varphi)$ jsou vlastní funkce operátorů $\hat{L}^2$ a $\hat{L}_z$, viz (15.56) a (15.57)

$$\hat{L}^2 Y_{lm} = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm}, \quad l = 0, 1, 2, \dots \tag{16.8}$$

a

$$\hat{L}_z Y_{lm} = \hbar m Y_{lm}, \quad m = -l, \dots, l. \tag{16.9}$$

Dosadíme-li předpoklad (16.7) do nečasové Schrödingerovy rovnice s hamiltoniánem (16.4) a využijeme-li předposledního vztahu, dostaneme po vykrácení Y_{lm} rovnici pro radiální část vlnové funkce $R(r)$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\right) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] R - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r} R = ER, \tag{16.10}$$

kde E je vlastní energie. Zbývá nalézt řešení této jednorozměrné Schödingerovy rovnice v proměnné r.

Tato rovnice se poněkud zjednoduší, použijeme-li substituci

$$R(r) = \frac{u(r)}{r}. \tag{16.11}$$

Z rovnice (16.10) pak dostaneme

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\mathrm{d}^2 u}{\mathrm{d}r^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} u - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r} u = Eu. \tag{16.12}$$

Abychom tuto rovnici dále zjednodušili, zavedeme vhodné jednotky. Vzdálenost budeme vyjadřovat v bezrozměrných jednotkách

$$\rho = \frac{r}{a}, \tag{16.13}$$

kde a je tzv. *Bohrův poloměr*

$$a = 4\pi\varepsilon_0 \frac{\hbar^2}{me^2}. \tag{16.14}$$

Číselně vyjádřeno je Bohrův poloměr roven a $\approx 0,0529177 \times 10^{-9}$ m = 0,529177 Å. Podobně, energii budeme vyjadřovat s pomocí bezrozměrné veličiny ϵ

$$\epsilon = \frac{E}{\mathrm{Ry}}, \tag{16.15}$$

kde jeden *Rydberg* je roven

$$\mathrm{Ry} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{2a} = \frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2} \tag{16.16}$$

a m zde označuje hmotnost elektronu. Redukovaná hmotnost se zde neuvažuje. Číselně je jeden Rydberg roven 1 Ry $\approx 2,17991 \times 10^{-18}$ J = 13,605 eV. Jak se ukáže dále, Bohrův poloměr je vzdálenost od jádra, v níž je největší pravděpodobnost nalézt elektron v základním stavu atomu vodíku. Podobně, jeden Rydberg až na znaménko udává energii základního stavu atomu vodíku. Zavedené jednotky jsou proto z hlediska atomárního světa přirozené. Kromě Rydbergu se zavádí často také jednotka 1 Hartree = 2 Ry $\approx 27{,}211$ eV.

Při použití těchto proměnných dostaneme Schrödingerovu rovnici ve tvaru

$$\frac{\mathrm{d}^2u}{\mathrm{d}\rho^2} + \left[\epsilon + \frac{2Z}{\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2}\right] u = 0, \tag{16.17}$$

kterou budeme řešit podobným způsobem jako v případě lineárního harmonického oscilátoru nebo výpočtu vlastních funkcí operátoru momentu hybnosti.

Nejdříve určíme asymptotické chování funkce u pro $r \to \infty$, tj. $\rho \to \infty$. V tomto případě přechází rovnice (16.17) na jednodušší rovnici

$$\frac{\mathrm{d}^2u}{\mathrm{d}\rho^2} + \epsilon u = 0, \tag{16.18}$$

jejíž řešení splňující podmínku $u \to 0$ pro $\rho \to \infty$ zapíšeme ve tvaru

$$u(\rho) = \text{konst}\ \mathrm{e}^{-\alpha\rho}, \tag{16.19}$$

kde

$$\alpha = \sqrt{-\epsilon} \tag{16.20}$$

a pro vázané stavy s energií $E < 0$ platí

$$\epsilon < 0. \tag{16.21}$$

Řešení u na celém intervalu $0 < \rho < \infty$ budeme hledat ve tvaru

$$u(\rho) = \mathrm{e}^{-\alpha\rho} f(\rho), \tag{16.22}$$

kde $f(\rho)$ je nová funkce. Dosazením tohoto předpokladu do rovnice (16.17) vidíme, že funkce f musí splňovat rovnici

$$\frac{\mathrm{d}^2f}{\mathrm{d}\rho^2} - 2\alpha\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\rho} + \left[\frac{2Z}{\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2}\right] f = 0. \tag{16.23}$$

Řešení této rovnice budeme hledat ve tvaru mocninné řady

$$f(\rho) = \rho^\gamma \left(a_0 + a_1\rho + a_2\rho^2 + \cdots\right), \tag{16.24}$$

kde γ a a_i jsou dosud neurčené konstanty. Přitom budeme požadovat, aby radiální část vlnové funkce byla normovaná, tj. aby platil vztah

$$\int_0^\infty |R(r)|^2 r^2\ \mathrm{d}r = 1. \tag{16.25}$$

Konstantu γ určíme z podmínky konečnosti funkce f pro $\rho \to 0$. Pro $\rho \to 0$ můžeme místo (16.24) předpokládat

$$f(\rho) = a_0 \rho^\gamma. \tag{16.26}$$

Pak platí

$$f' = a_0 \gamma \rho^{\gamma-1} \tag{16.27}$$

a

$$f'' = a_0 \gamma(\gamma-1)\rho^{\gamma-2}. \tag{16.28}$$

Dosazením těchto vztahů do diferenciální rovnice (16.23) dostaneme s přesností do nejnižšího řádu v ρ

$$\gamma(\gamma-1) = l(l+1), \tag{16.29}$$

což vede na dvě možné hodnoty

$$\gamma = l+1 \tag{16.30}$$

nebo

$$\gamma = -l. \tag{16.31}$$

Pro hodnotu γ podle vztahu (16.31) však funkce u pro $\rho \to 0$ diverguje, takže je nutné použít vztah (16.30). Dostáváme proto

$$f(\rho) = \rho^{l+1} \sum_{\nu=0}^{\infty} a_\nu \rho^\nu. \tag{16.32}$$

Tento výsledek dosadíme do rovnice (16.23) a dostaneme

$$\sum_{\nu=0}^{\infty} \left[a_{\nu+1}\left((\nu+l+2)(\nu+l+1) - l(l+1)\right) + \right. \tag{16.33}$$

$$\left. + a_\nu \left(2Z - 2\alpha(\nu+l+1)\right)\right] \rho^{\nu+l} = 0.$$

Vzhledem k tomu, že požadujeme platnost této rovnice pro libovolná ρ, musí pro koeficienty a_ν platit rekurentní vztah

$$a_{\nu+1} = \frac{2\alpha(\nu+l+1) - 2Z}{(\nu+l+2)(\nu+l+1) - l(l+1)} a_\nu, \quad \nu = 0, 1, 2, \ldots. \tag{16.34}$$

Díky požadavku (16.25) však musí jít radiální část vlnové funkce

$$R(\rho) = \frac{\mathrm{e}^{-\alpha\rho} f(\rho)}{\rho} \tag{16.35}$$

pro $\rho \to \infty$ k nule. Ze vztahu (16.34) však pro velká ν dostáváme

$$a_{\nu+1} \approx \frac{2\alpha}{\nu} a_\nu, \tag{16.36}$$

což vede na funkci $f = \rho^{l+1}\mathrm{e}^{2\alpha\rho}$. To ukazuje, že pokud je řada ve vztahu (16.32) nekonečná, funkce $R(\rho)$ pro $\rho \to \infty$ nejde k nule[1]. Musíme proto požadovat, aby tato řada přešla na polynom, tj. aby koeficienty a_ν byly počínaje určitou hodnotou ν nulové. To se stane, pokud bude čitatel v rovnici (16.34) pro jistou hodnotu $\nu = n_r$ roven nule

$$2\alpha(n_r + l + 1) = 2Z, \tag{16.37}$$

kde

$$n_r = 0, 1, 2, \ldots \tag{16.38}$$

je celé nezáporné číslo. Podmínka (16.37) je zřejmě *kvantovací podmínkou* pro možné hodnoty $\alpha = \sqrt{-\epsilon}$, a tedy i energie

$$\alpha = \frac{Z}{n_r + l + 1}. \tag{16.39}$$

Místo kvantového čísla n_r se obvykle zavádí tzv. *hlavní kvantové číslo*

$$n = n_r + l + 1, \tag{16.40}$$

kde $n = 1, 2, 3, \ldots$. Pro možné hodnoty energie pak dostáváme

$$\epsilon = -\alpha^2 = -\frac{Z^2}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots. \tag{16.41}$$

Vrátíme-li se k původním jednotkám, dostaneme kvantované hodnoty energie vázaných stacionárních stavů vodíku podobného atomu (viz obr. 16.1)

$$\boxed{E_n = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z^2e^2}{2a}\frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots.} \tag{16.42}$$

Energie těchto stavů jsou záporné. To je v souladu s tím, že k ionizaci atomu v takových stavech je třeba dodat energii. Speciálně, energie základního stavu s nejnižší energií $n = 1$ atomu vodíku $(Z = 1)$ je rovna -1 Ry.

Možné hodnoty tzv. *orbitálního kvantového čísla* l vyplývají z rovnice (16.40)

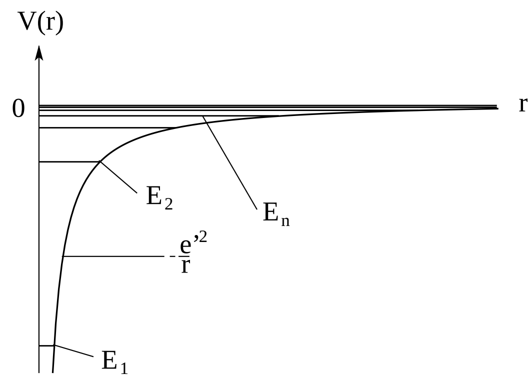
$$l = 0, \ldots, n - 1. \tag{16.43}$$

Současně, tzv. *magnetické kvantové číslo* m může nabývat hodnoty (viz kap. 15)

$$m = -l, \ldots, l. \tag{16.44}$$

Energie základního stavu E_1 není degenerována (přísluší jí jeden stav s kvantovými čísly $n = 1$ a $l = m = 0$). Naproti tomu, vyšší energie E_n, $n = 2, 3, 4, \ldots$ jsou degenerované, neboť jim přísluší několik různých stavů s různými hodnotami l a m.

[1] Podrobnější diskuze viz [15].



Obrázek 16.1: Energie E_n pro atom vodíku ($Z = 1$). $(e')^2$ označuje $e^2/(4\pi\varepsilon_0)$.

Pro každé $l = 0, \ldots, n-1$ máme celkem $2l+1$ hodnot $m = -l, \ldots, l$. Degenerace hladiny E_n je tudíž rovna

$$\sum_{l=0}^{n-1}(2l+1) = n^2. \tag{16.45}$$

Použijeme-li kvantové číslo n a rovnici (16.39) pro α, rekurentní vztah (16.34) dostane tvar

$$a_{\nu+1} = -\frac{2Z}{n}\frac{n-(l+\nu+1)}{(\nu+1)(2l+\nu+2)}a_\nu, \quad \nu = 0, 1, 2, \ldots. \tag{16.46}$$

Hodnota koeficientu a_0 je dána normovací podmínkou (16.25). Po dosazení vztahu (16.46) do rovnice (16.32) dostaneme

$$\begin{aligned} f(\rho) = a_0\rho^{l+1}\Bigg[1 - \frac{n-l-1}{1!(2l+2)}\frac{2Z\rho}{n} + \frac{(n-l-1)(n-l-2)}{2!(2l+2)(2l+3)}\left(\frac{2Z\rho}{n}\right)^2 + \cdots \\ \cdots + (-1)^{n-l-1}\frac{(n-l-1)(n-l-2)\cdots 1}{(n-l-1)!(2l+2)(2l+3)\cdots(n+l)}\left(\frac{2Z\rho}{n}\right)^{n-l-1}\Bigg]. \end{aligned} \tag{16.47}$$

Normované radiální části vlnových funkcí lze zapsat ve tvaru

$$R_{nl}(\xi) = N_{nl}\mathrm{e}^{-\xi/2}\xi^l L_{n+l}^{2l+1}(\xi), \tag{16.48}$$

kde

$$\xi = \frac{2Z\rho}{n} = \frac{2Zr}{na} \tag{16.49}$$

a $L_k^s(\xi)$ jsou *přidružené Laguerrovy polynomy* (viz příloha I), které lze získat z *obyčejných Laguerrových polynomů* $L_k(\xi)$

$$L_k(\xi) = \mathrm{e}^{\xi} \frac{\mathrm{d}^k}{\mathrm{d}\xi^k} \left(\mathrm{e}^{-\xi} \xi^k\right) \tag{16.50}$$

s pomocí vztahu

$$L_k^s(\xi) = \frac{\mathrm{d}^s}{\mathrm{d}\xi^s} L_k(\xi). \tag{16.51}$$

Normovací koeficient je roven

$$N_{nl} = \left[\left(\frac{2Z}{na}\right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+l)!]^3} \right]^{1/2}. \tag{16.52}$$

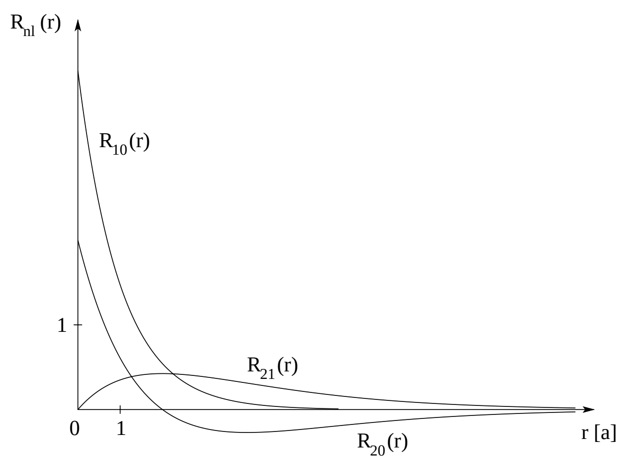
Podrobně uvedeme několik normovaných radiálních částí vlnových funkcí (viz obr. 16.2-16.3)

$$R_{10}(r) = \left(\frac{Z}{a}\right)^{3/2} 2\mathrm{e}^{-Zr/a}, \tag{16.53}$$

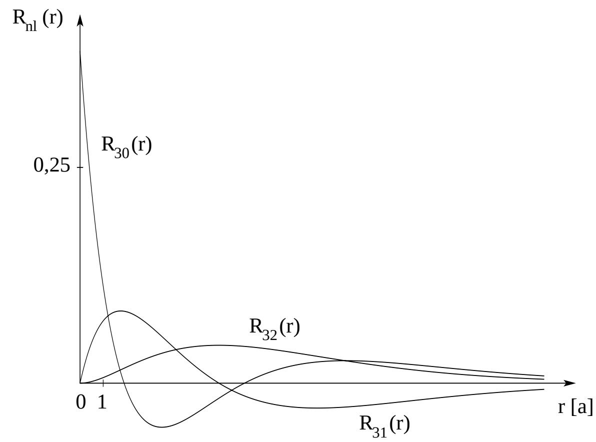
$$R_{20}(r) = \left(\frac{Z}{2a}\right)^{3/2} \left(2 - \frac{Zr}{a}\right) \mathrm{e}^{-Zr/(2a)} \tag{16.54}$$

a

$$R_{21}(r) = \left(\frac{Z}{2a}\right)^{3/2} \frac{Zr}{a\sqrt{3}} \mathrm{e}^{-Zr/(2a)}. \tag{16.55}$$



Obrázek 16.2: Radiální části $R_{nl}(r)$ vlnových funkcí pro atom vodíku pro $n = 1$, $l = 0$ a $n = 2$, $l = 0, 1$. a označuje Bohrův poloměr.



Obrázek 16.3: Radiální části $R_{nl}(r)$ vlnových funkcí pro atomu vodík pro $n = 3$ a $l = 0, 1, 2$.

Pro úplnost uvádíme i několik normovaných úhlových částí vlnových funkcí

$$Y_{00}(\theta, \varphi) = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^{1/2}, \tag{16.56}$$

$$Y_{1,-1}(\theta, \varphi) = \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2} \sin\theta \mathrm{e}^{-i\varphi}, \tag{16.57}$$

$$Y_{10}(\theta, \varphi) = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \cos\theta \tag{16.58}$$

a

$$Y_{11}(\theta, \varphi) = \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2} \sin\theta \mathrm{e}^{i\varphi}. \tag{16.59}$$

Tyto funkce jsou normovány vzhledem k integraci přes celý prostorový úhel 4π ve sférických souřadnicích.

Celkové vlnové funkce vázaných stavů vodíku podobného atomu mají tvar

$$\boxed{\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)} \tag{16.60}$$

a tvoří pro $n = 1, 2, 3, \ldots$, $l = 0, \ldots, n-1$ a $m = -l, \ldots, l$ úplný ortonormální systém funkcí, do něhož lze rozvinout obecné řešení nečasové Schrödingerovy rovnice pro vázané stavy.

Pravděpodobnost nalézt elektron v objemovém elementu $(r, r + dr)$, $(\theta, \theta + d\theta)$ a $(\varphi, \varphi + d\varphi)$ je rovna

$$\mathrm{d}p(r, \theta, \varphi) = |\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)|^2 r^2 \;\mathrm{d}r\; \mathrm{d}\Omega, \tag{16.61}$$

kde $\mathrm{d}\Omega = \sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi$. Integrací tohoto vztahu přes celý prostorový úhel dostaneme pravděpodobnost nalézt elektron v oblasti mezi $(r, r + \mathrm{d}r)$

$$\mathrm{d}p(r) = |R_{nl}(r)|^2 r^2\ \mathrm{d}r. \tag{16.62}$$

Podobně, pravděpodobnost nalézt elektron v určitém prostorovém úhlu $(\theta, \theta + d\theta)$ a $(\varphi, \varphi + d\varphi)$ je rovna

$$\mathrm{d}p(\theta,\varphi) = |Y_{lm}(\theta,\varphi)|^2\ \mathrm{d}\Omega. \tag{16.63}$$

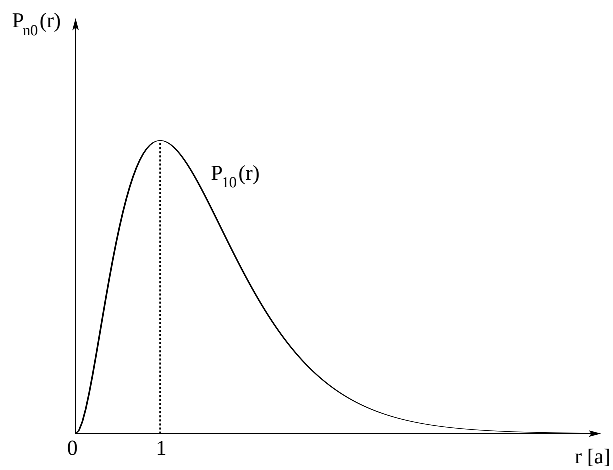
Při inverzi souřadnic $\mathbf{r} \to -\mathbf{r}$ mají vlnové funkce ψ_{nlm} v souladu s prostorovu symetrií problému sudou či lichou paritu

$$\psi_{nlm}(r,\theta,\varphi) \to (-1)^l \psi_{nlm}(r,\theta,\varphi). \tag{16.64}$$

Radiální hustoty pravděpodobnosti

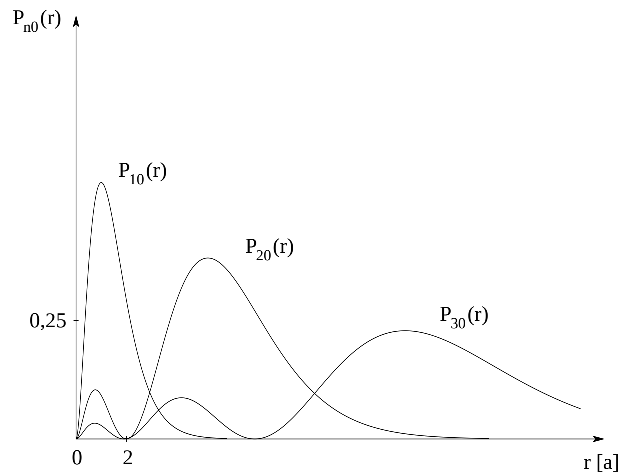
$$P_{nl}(r) = |R_{nl}|^2 r^2 \tag{16.65}$$

jsou ukázány na obr. 16.4-16.6. Vidíme, že hustota pravděpodobnosti pro základní

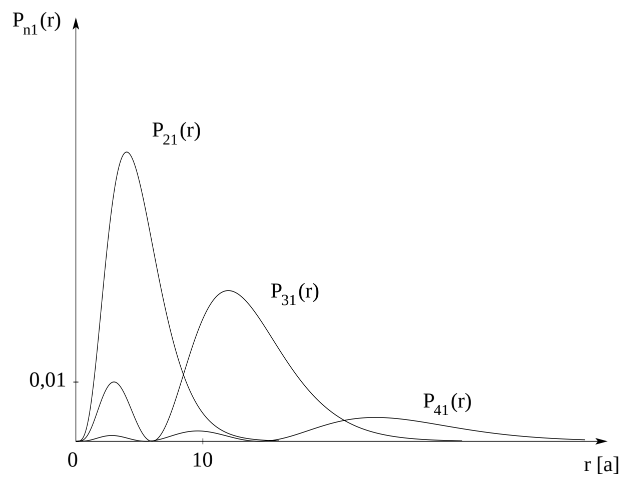


Obrázek 16.4: Radiální hustota pravděpodobnosti $P_{nl}(r) = |R_{nl}|^2 r^2$ pro základní stav atomu vodíku ($n = 1$, $l = 0$).

stav $P_{10}(r)$ má pro atom vodíku maximum v bodě $r = a$ (Bohrův poloměr). Maximum je v bodě odpovídajícím poloměru kruhové dráhy pro základní stav v Bohrově modelu atomu vodíku. Pro vyšší excitované stavy atomu vodíku mají hustoty pravděpodobnosti na intervalu $r \in (0, \infty)$ celkem $n - l - 1$ nulových bodů. Mezi těmito body hustota pravděpodobnosti osciluje a s rostoucí vzdáleností od jádra se maxima hustoty pravděpodobnosti rozšiřují. S rostoucí energií elektronu se bod, v němž je největší pravděpodobností nalézt elektron, vzdaluje od jádra. Pro velmi



Obrázek 16.5: Radiální hustoty pravděpodobnosti $P_{nl}(r) = |R_{nl}|^2 r^2$ pro atom vodíku pro $l = 0$ a $n = 1, 2, 3$.

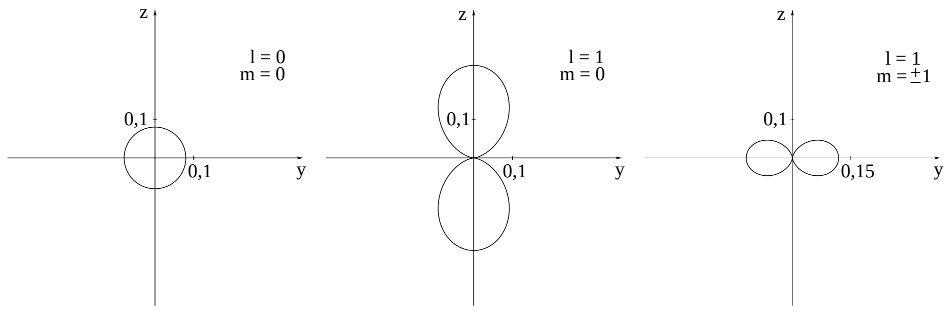


Obrázek 16.6: Radiální hustoty pravděpodobnosti $P_{nl}(r) = |R_{nl}|^2 r^2$ pro atom vodíku pro $l = 1$ a $n = 2, 3, 4$.

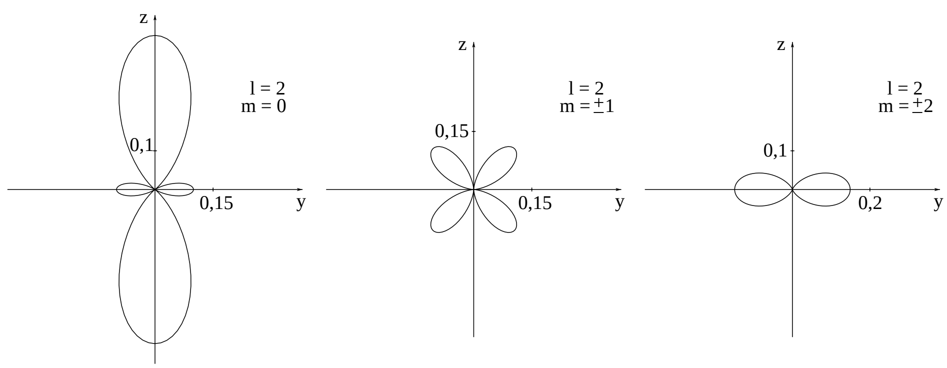
vysoká n (tzv. *Rydbergovy stavy*) je elektron od jádra již velmi vzdálen a stačí proto i jen poměrně malá energie k ionizaci atomu a k jeho přechodu do spojitého spektra s $E \geq 0$. S rostoucím nábojem jádra Z se maxima hustot pravděpodobnosti přesunují směrem k jádru a energie E_n klesají (zvětšují se v absolutní hodnotě).

Stacionární stavy vodíku podobného atomu s kvantovým číslem $l = 0$ se nazývají *s-stavy*. Podobně, stavy s $l = 1$ se nazývají *p-stavy* a stavy s $l = 2$ *d-stavy*. Označení dalších stavů je podle abecedy (f, g, h atd.)[2].

V obr. 16.7-16.9 jsou ukázány kvadráty velikosti kulových funkcí $|Y_{lm}|^2$ pro s-, p- a d-stavy. Jde o tzv. *polární diagramy*, v nichž se na paprsek mířící ve směru daném



Obrázek 16.7: Kvadráty kulových funkcí $|Y_{lm}|^2$ pro $l = 0$ (tzv. s-stavy) a $l = 1$ (p-stavy).



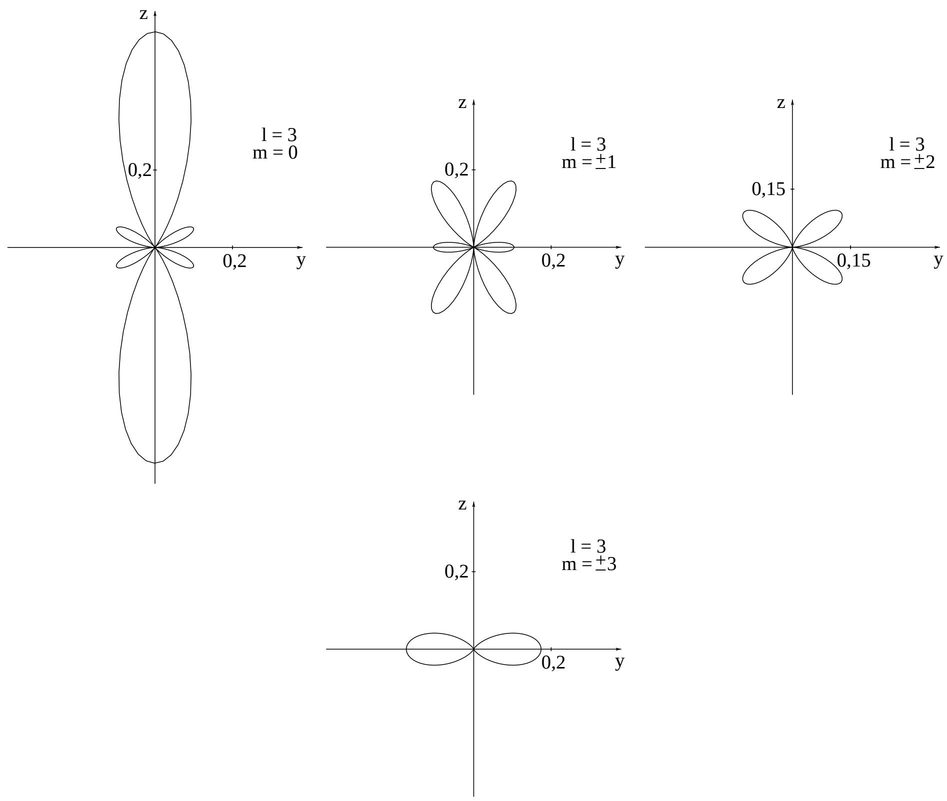
Obrázek 16.8: Kvadráty kulových funkcí $|Y_{lm}|^2$ pro $l = 2$ (d-stavy).

úhly θ a φ vynáší $|Y_{lm}|^2$. Z těchto obrázků je zřejmé kvantování z-ové komponenty momentu hybnosti a určitá podobnost s klasickou představou o pohybu elektronu po kruhové trajektorii.

O existenci diskrétních hladin E_n svědčí spektroskopická měření [3]. Při přechodu elektronu mezi hladinami m a n se vyzařuje nebo absorbuje elektromagnetické

[2] Toto označení je přeneseno ze spektroskopie, kde byla zavedena označení čar Σ, Π, Δ atd.

[3] V souvislosti s konečnou dobou života excitovaných stavů mají experimentálně zjištěné spektrální čáry malou avšak nenulovou šířku.



Obrázek 16.9: Kvadráty kulových funkcí $|Y_{lm}|^2$ pro $l = 3$ (f-stavy).

záření o frekvenci dané zákonem zachování energie

$$\nu = \frac{|E_m - E_n|}{h}. \tag{16.66}$$

Tento výsledek souhlasí s empirickým Ritzovým kombinačním principem. Podle toho, která je výchozí hladina n, dostáváme různé série čar:

- $n = 1$ Lymanova série (v ultrafialové oblasti)
- $n = 2$ Balmerova série (ve viditelné oblasti)
- $n = 3$ Ritzova-Paschenova série (v infračervené oblasti)
- $n = 4$ Brackettova série (v infračervené oblasti)
- $n = 5$ Pfundova série (v infračervené oblasti)