

Zeemanův jev

Jan Stopka, Jan Homola
Gymnázium Brno, tř. Kpt. Jaroše 14
honza.stopka@gmail.com, jan.homola6@gmail.com

Abstrakt

Tento článek se zabývá Zeemanovým jevem, který se projevuje na atomech ve vnějším magnetickém poli, a způsobuje rozštěpení spektrálních čar. Během naší práce jsme díky tomuto jevu změřili velikost fyzikální konstanty Bohrův magneton za použití kadmiové výbojky a Fabry-Pérotova etalonu.

1 Úvod

Spektrometrie nám pomáhá získat informace o povaze elektronů uvnitř atomů. Při přechodu elektronu mezi energetickými hladinami je vyzářena energie ve formě fotonů. Tato energie je kvantována a její množství odpovídá vlnové délce emitovaného záření. Při působení magnetického pole se hladiny, kterým odpovídá více vlnových funkcí, mohou rozštěpit a my jsme schopni díky Fabry-Pérotově etalonu toto štěpení měřit. Pak můžeme pozorovat závislost tohoto rozštěpení na intenzitě magnetického pole. Tato závislost je lineární a konstantou přímé úměrnosti je tzv. Bohrův magneton. Cílem měření je tuto konstantu určit.

2 Stavba atomu

Atom se skládá z kladně nabitého jádra a záporně nabitých elektronů v jeho obalu. Elektrony jsou rozloženy do jednotlivých energetických hladin podle Hundových pravidel. Každý má elementární náboj a dá se charakterizovat orbitálním momentem hybnosti a jeho vnitřním momentem hybnosti – spinem. Pokud je orbitální moment hybnosti nenulový, nabitý elektron vytváří magnetické pole a můžeme tedy určit magnetický moment μ .

$$\vec{\mu} = I\vec{A} = I\pi r^2 \vec{n} = \frac{evr}{2} \vec{n}$$

Energetické hladiny můžeme popsat termem

$${}^{2S+1}L_J$$

Multiplicita $2S + 1$ je dána celkovým spinem S . L je orbitální moment hybnosti a J je celkový moment hybnosti. Valenční elektrony nejdříve zaplňují hladiny s nižší potenciální energií, což popisují Hundova pravidla.

3 Atom kadmia

Cadmium má elektronovou konfiguraci $[Kr] 5s^2 4d^{10}$. Při přechodu elektronů mezi energetickými hladinami je důležitý přechod $^1D_2 \longleftrightarrow ^1P_1$. Tento přechod je často pozorován, protože září intenzivně vůči ostatním, vlnová délka je v oboru viditelného spektra (643,8 nm) a přechod je jen mezi singlety. To znamená, že celkový spin obou stavů je nula. Vlnočty energetických hladin $1D$ a $1P$ jsou $\sigma_{1D} = 4369238 \text{ m}^{-1}$ a $\sigma_{1P} = 5921973 \text{ m}^{-1}$. Můžeme tedy spočítat vlnovou délku záření emitovaného tímto přechodem. Limitní vlnocet kadmia je $\sigma_L = 7254007 \text{ m}^{-1}$. Z toho $E_0 = hc\sigma_L = -1,440969 \cdot 10^{-18} \text{ J}$. Dále můžeme spočítat energii přechodu jako $\Delta E = E_P - E_D = \frac{\sigma_P}{\sigma_L} E_L - \frac{\sigma_D}{\sigma_L} E_L = 3,08442355 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. To převedeme na vlnovou délku $\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = 644 \text{ nm}$.

4 Zeemanův jev

Nachází-li se atom v magnetickém poli \vec{B} , interaguje s magnetickým momentem elektronů, což způsobuje změnu potenciální energie a rozštěpení energetických hladin. Při působení magnetického pole pak pozorujeme změnu spektrálních čar, respektive jejich rozštěpení. Toto se nazývá Zeemanův jev. Změna potenciální energie elektronu v magnetickém poli je dána vztahem

$$\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{e\vec{v}r}{2} \vec{B} = \frac{e}{2m_e} \vec{l} \vec{B},$$

označíme-li směr magnetického pole \vec{B} jako osu z , pak platí $l_z = m_l \cdot \hbar$ a tedy můžeme psát

$$\Delta E = \frac{e\hbar}{2m_e} m_l \vec{B} = \mu_B m_l \vec{B} \quad (1)$$

kde konstanta $\mu_B = \frac{q\hbar}{2m_e}$ je nazývána Bohrov Magneton. Magnetický moment částic je obvykle udáván v těchto jednotkách.

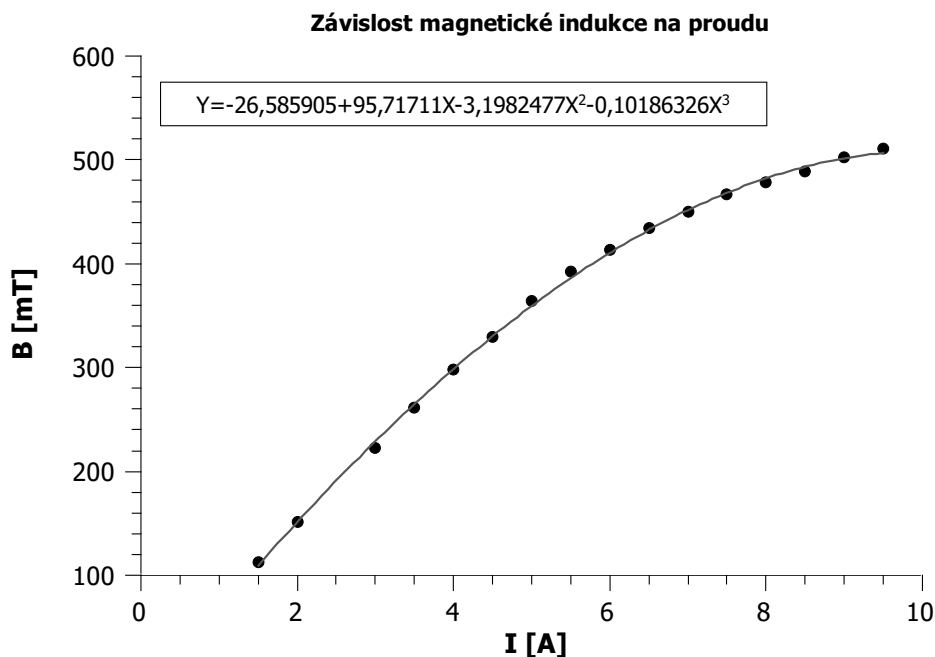
Ne všechny přechody mezi hladinami probíhají, protože kvůli zákonu zachování momentu hybnosti jsou povoleny jen přechody při nichž je změna spinu $\Delta S = 0$, změna hlavního kvantového čísla je $\Delta L = 0$ (lineární polarizace π) nebo $\Delta L = \pm 1$ (kruhová polarizace σ^\pm) a změna $\Delta J = 0; \pm 1$.

5 Manuální měření Bohrova magnetonu

K experimentu byl použit Fabry-Pérotův etalon, protože rozštěpení energetických hladin je příliš malé pro běžné hranoly – Zeemanův jev způsobený běžnými elektromagnety není dostatečně výrazný. Sestava aparatury se sestává z kadmiové výbojky, dvou čoček, které slouží k zesílení intenzity záření, polarizačního filtru, který propuští jen σ^+ a σ^- části spektra, barevného filtru propouštějícího pouze úzký pás frekvencí okolo 643,7 nm a mikroskop se stupnicí umožňující pozorování pouhým okem.

5.1 Měření indukce magnetického pole v závislosti na proudu

Pomocí Hallovy sondy jsme měřili intenzitu magnetického pole v místě kadmiové výbojky v závislosti na proudu protékajícího cívkami elektromagnetu. Výsledná data jsme proložili regresní křivkou třetího řádu.



5.2 Měření velikostí interferenčních kroužků bez magnetického pole

Pomocí stupnice v mikroskopu lze měřit vzdálenosti mezi interferenčními kroužky. Kvadráty těchto hodnot jsme nanесли do grafu a proložili regresní přímkou, abychom zjistili směrnici této přímky, kterou použijeme později ve výpočtech. (Označme ji Δ .)

5.3 Měření velikostí vnitřních interferenčních kroužků v magnetickém poli

Měřili jsme velikost vnějších interferenčních kroužků a postupně jsme zvětšovali proud procházející cívkami, čímž se zvětšovala i magnetická indukce pole.

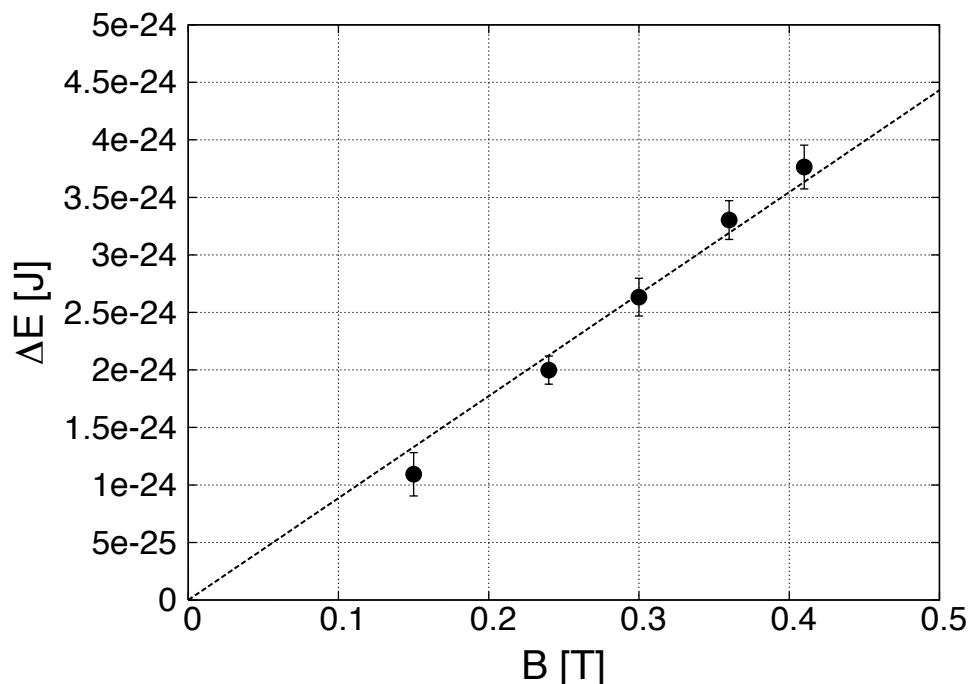
5.4 Výpočet Bohrova magnetonu pomocí naměřených hodnot

Rozdíl frekvencí emitovaného světla z rozštěpených hladin se dá spočítat pomocí následující rovnice: $\Delta\nu = \frac{c}{2dn} \cdot \frac{\delta}{\Delta}$, kde d je tloušťka a n index lomu Fabry-Pérotova Etalonu a $\delta = r^2 - R^2$, kde r je poloměr vnějšího kroužku se zapnutým magnetickým polem a R je poloměr stejného kroužku bez zapnutého magnetického pole. Potom rozdíl frekvence převedeme na rozdíl energie pomocí vztahu $\Delta E = \Delta\nu \cdot \hbar$. Tyto výsledky vyneseme do grafu v závislosti na indukci, neboť známe velikost proudu, který procházel cívkami i regresní vztah získaný v prvním měření. Koeficient u regresní přímky odpovídá Bohrovu magnetonu, protože platí vztah (1).

6 Digitální měření Bohrova magnetonu

Princip měření byl stejný jako u měření pomocí mikroskopu, pouze místo mikroskopu byla použita CCD kamera a výsledky byly zaznamenávány a zpracovávány pomocí PC v

programu VideoCom Intensities. Veškeré výpočty byly prováděny stejně jako v manuálním měření.



7 Shrnutí

Měření ukázaly, že mezi rozdílem potenciální energie a magnetickou indukcí je přímá úměrnost a koeficientem úměrnosti je Bohrov magneton. Tabulková hodnota Bohrova magnetonu je $9,27 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$. Námi naměřená hodnota je v prvním případě $9,9 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$, v druhém případě $(8,86 \pm 0,46) \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$. První měření bylo pouze orientační, zatímco druhé měření je v rámci statistické chyby konzistentní s tabulkovou hodnotou.

Poděkování

Děkujeme supervisorovi našeho projektu Ing. Davidu Tlustému, Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za možnost účastnit se tohoto projektu i všem ostatním organizátorům TV @ FJFI ČVUT.

Reference

- [1] HAKEN, H. WOLF, H. C., The Physics of Atoms and quanta, Berlin: Springer. 1984.
- [2] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/atomstructcon.html>
- [3] http://cs.wikipedia.org/wiki/Bohrův_magneton