
Disociační stupeň vodíku

Úkol

Pomocí optické emisní spektroskopie

- stanovte stupeň disociace vodíku v plazmatu
- zjistěte teplotu plynu. (Zde zejména určete rotační teplotu molekul H_2 , ale také odhadněte střední energii vysokoenergetické skupiny vodíkových atomů.)

Úvod

Fragmenty molekul patří z hlediska reaktivity i aplikací mezi nejdůležitější částice, které v plazmatu vznikají. Proto je výhodné umět tyto částice nejenom detekovat, ale také měřit jejich koncentraci. Takovéto měření je často diagnostickým oříškem, protože fragmenty molekul jsou většinou neutrální (a tedy obtížně detekovatelné jakoukoli elektrickou metodou) a mají krátkou dobu života (což vylučuje běžné ex-situ metody). Vhodnými metodami jsou laserem indukované fluorescence nebo absorpce, které jsou ale náročné na vybavení. Absorpční měření navíc mívají nízkou citlivost a neumožňují jednoduše získat prostorově rozlišená data. V některých případech je možné použít hmotnostní spektroskopii, pro kterou ale jsou přístupné jen okrajové oblasti plazmatu a která většinou není schopná poskytnout absolutní hodnoty koncentrací.

Je proto výhodné detekovat produkty disociace molekul prostou optickou emisní spektroskopií. Emisní spektroskopie ovšem nese přímou informaci pouze o excitovaných stavech zářících částic. Abychom z intenzity emisních čar získali informace o koncentraci částic v jejich základním stavu (tedy ve stavu, ve kterém bývá naprostá většina studovaných částic), musíme k diagnostice zářivých stavů přidat teoretický model popisující excitaci částic. Druhou nevýhodou optické emisní spektroskopie je skutečnost, že bývá obtížné zjistit absolutní hodnotu intenzity detekovaného záření – většinou máme k dispozici pouze relativní hodnoty. Proto je vhodné nalézt metodu, která využívá poměr intenzit různých spektrálních čar. Příkladem je aktinometrie, která srovnává intenzitu emisní čáry studované částice s intenzitou čáry tzv. aktinomeru, tedy látky o známé koncentraci (např. Ar), která se do vzorku přidá. Nevýhodou aktinometrie je ovšem riziko ovlivnění plazmatu aktinomerem.

V této úloze proto sáhneme po metodě, která místo aktinomeru využije částice, které jsou v plazmatu přirozeně přítomné. Konkrétně zkusíme změřit koncentraci jednoatomových vodíkových radikálů ve vodíkovém plazmatu. Vyzkoušíme srovnat intenzity dvou různých emisních čar volného atomu (čáry H_α a H_β) a čáry vodíkové molekuly (vybraná čára z tzv. Fulcherova pásu). Pomocí emisní spektroskopie určíme i teplotu plynu (což je údaj, který budeme potřebovat i pro stanovení koncentrace volných atomů vodíku). K dispozici během zpracování budeme mít i informace o teplotě elektronů získané v předchozí úloze předmětu pomocí Langmuirovy sondy.

Množství volných atomů vodíku můžeme popsat pomocí disociačního stupně, který je v čistě vodíkovém plazmatu definován vztahem

$$D = \frac{[\text{H}]}{[\text{H}] + 2[\text{H}_2]} \quad (1)$$

Chceme-li ze stupně disociace spočítat koncentraci vodíkových radikálů, přidáme k rovnici (1) stavovou rovnici, tj. vztah mezi celkovou koncentrací částic a tlakem plynu:

$$p = ([\text{H}_2] + [\text{H}]) kT \quad (2)$$

Intenzity atomárních čar

Nejdřív si pojdme odvodit vztahy pro intenzitu atomárních čar H_α a H_β . Jedná se o přechod volných vodíkových atomů ze stavu popsaného hlavním kvantovým číslem 3 do stavu s hlavním kvantovým číslem 2 pro čáru H_α a pro podobný přechod mezi hlavními kvantovými čísty $4 \rightarrow 2$ pro čáru H_β . Jak je vidět na obr. 1, každá z těchto čar má svoji jemnější strukturu, kterou ale s použitím spektrometru nerozlišíme a v této úloze se jí nebudeme dále věnovat.

Vývoj koncentrace (n) excitovaného stavu (např. stavu s hlavním kvantovým číslem 3) popíšeme rovnicí

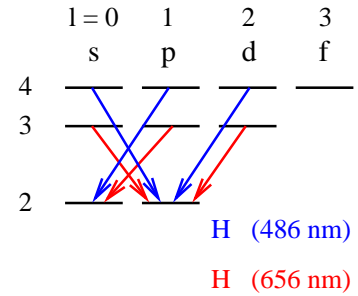
$$\frac{dn_3}{dt} = R_{1 \rightarrow 3} n_e [\text{H}] + R_{\text{H}_2 \rightarrow 3} n_e [\text{H}_2] - n_3 (A + Q), \quad (3)$$

kde $R_{1 \rightarrow 3}$ a $R_{\text{H}_2 \rightarrow 3}$ jsou rychlostní konstanty přímé a disociační excitace stavu s hlavním kvantovým číslem 3 při srážce atomu / molekuly s elektronem, n_e je koncentrace elektronů, A a Q jsou rychlostní konstanty zářivé a srážkové deexcitace tohoto stavu (A je Einsteinův koeficient spontánní emise), $\tau = 1/(A + Q)$ je doba života excitovaného stavu. Počty fotonů vyzařovaných z jednotkového objemu plazmatu za jednotku času na čarách H_α a H_β získáme z rovnic $F_\alpha = A_{3 \rightarrow 2} n_3$ a $F_\beta = A_{4 \rightarrow 2} n_4$. Za rovnováhy ($dn_3/dt = 0$) dostáváme

$$\begin{aligned} F_\alpha &= A_{3 \rightarrow 2} \tau_3 R_{1 \rightarrow 3} n_e [\text{H}] + A_{3 \rightarrow 2} \tau_3 R_{\text{H}_2 \rightarrow 3} n_e [\text{H}_2] = \\ &= \mathcal{K}_\text{H}^\alpha (T_e) n_e [\text{H}] + \mathcal{K}_{\text{H}_2}^\alpha (T_e) n_e [\text{H}_2] \\ F_\beta &= A_{4 \rightarrow 2} \tau_4 R_{1 \rightarrow 4} n_e [\text{H}] + A_{4 \rightarrow 2} \tau_4 R_{\text{H}_2 \rightarrow 4} n_e [\text{H}_2] = \\ &= \mathcal{K}_\text{H}^\beta (T_e) n_e [\text{H}] + \mathcal{K}_{\text{H}_2}^\beta (T_e) n_e [\text{H}_2]. \end{aligned}$$

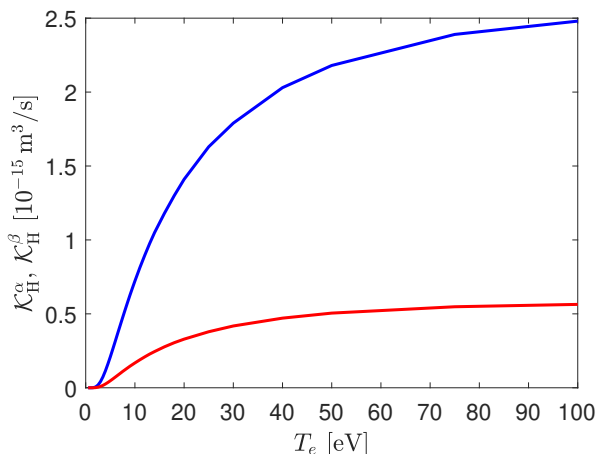
První členy na pravé straně rovnic popisují přímou excitaci, druhé členy disociační excitaci. Postupnou excitaci přes nižší excitované stavy stejně jako vliv kaskádové deexcitace vyšších stavů lze většinou zanedbat. Pro dostatečně nízký tlak, kdy je střední doba mezi srážkami podstatně větší než radiační doba sledovaných atomárních i molekulových excitovaných stavů ($p \ll 40$ Pa) můžeme doby života excitovaných stavů nahradit radiačními dobami života těchto stavů a veličiny $\mathcal{K} = A\tau R$ proto budou záviset pouze na teplotě elektronů (přesněji na tvaru rozdělovací funkce energie elektronů), ne na tlaku ani složení plynu. Když efektivitu sběru fotonů a citlivost detektoru popíšeme konstantou $C(\lambda)$, můžeme intenzitu měřeného signálu popsat $I_\alpha = C_\alpha F_\alpha$ a $I_\beta = C_\beta F_\beta$ a pro poměr měřených intenzit těchto dvou čar dostáváme

$$\frac{I_\alpha}{I_\beta} = \frac{C_\alpha}{C_\beta} \frac{\mathcal{K}_\text{H}^\alpha \frac{[\text{H}]}{[\text{H}_2]} + \mathcal{K}_{\text{H}_2}^\alpha}{\mathcal{K}_\text{H}^\beta \frac{[\text{H}]}{[\text{H}_2]} + \mathcal{K}_{\text{H}_2}^\beta}, \quad (4)$$

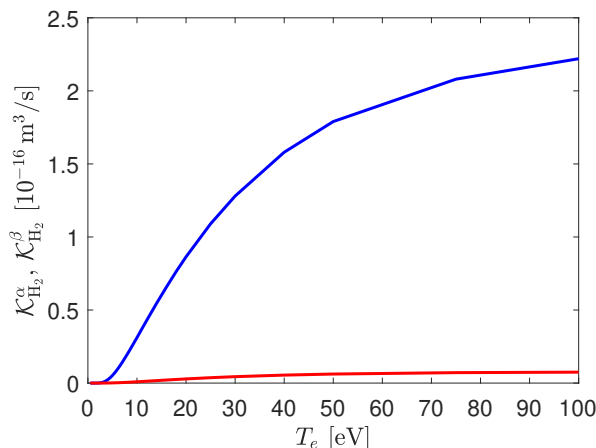


n = 1 —

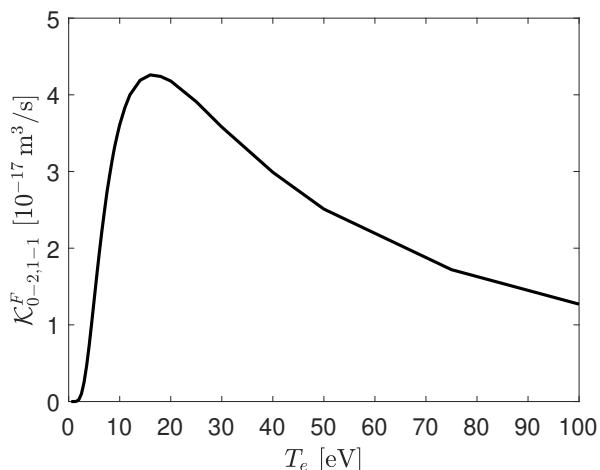
Obrázek 1: Spektrální přechody ve vodíkovém atomu. Každá z čar H_α i H_β se skládá ze tří základních složek daných výběrovým pravidlem určujícím, že vedlejší kvantové číslo se může měnit o ± 1 .



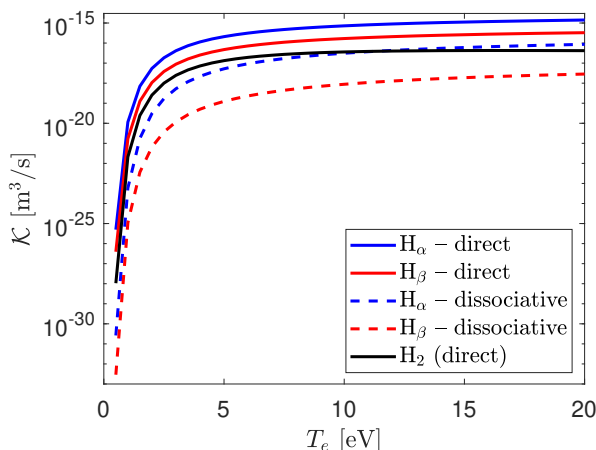
Obrázek 2: Závislost veličin \mathcal{K}_H^α (modře) a \mathcal{K}_H^β (červeně) popisujících přímou excitaci atomů vodíku na teplotě elektronů.



Obrázek 3: Závislost veličin $\mathcal{K}_{H_2}^\alpha$ (modře) a $\mathcal{K}_{H_2}^\beta$ (červeně) popisujících disociativní excitaci atomů vodíku na teplotě elektronů.



Obrázek 4: Závislost veličiny $\mathcal{K}_{0-2,1-1}^F$ popisující excitaci molekul H_2 na teplotě elektronů.

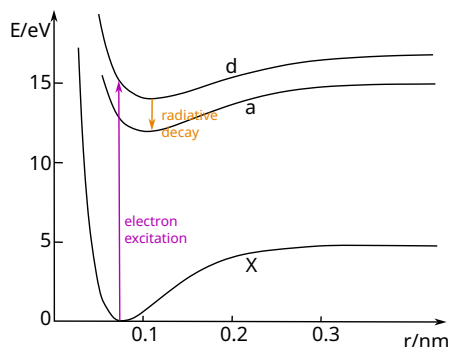
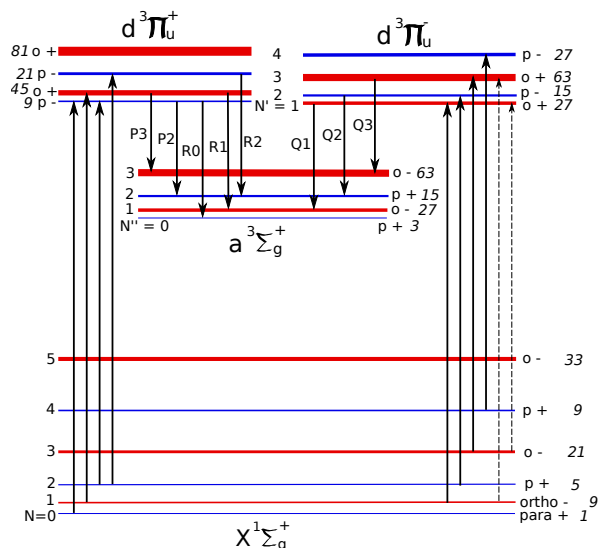


Obrázek 5: Závislost veličin \mathcal{K}_H^α , \mathcal{K}_H^β , $\mathcal{K}_{H_2}^\alpha$, $\mathcal{K}_{H_2}^\beta$ a $\mathcal{K}_{0-2,1-1}^F$ na teplotě elektronů.

tedy výraz, který závisí na teplotě elektronů i na stupni disociace. Tabulka konstant \mathcal{K} pro přímou i disociativní excitaci převzatá z [1] je přístupná v informačním systému MU, závislosti veličin \mathcal{K} na teplotě elektronů jsou vyneseny na obr. 2, 3 a 5.

Struktura spektra molekul H_2

Molekulová spektra jsou komplikovanější, protože při spektrálních přechodech se může měnit nejenom elektronový stav, ale také vibrační a rotační stav molekuly, což vede ke vzniku vysokého počtu spektrálních čar sdružených do charakteristických vibračních pásů. V našem případě budeme studovat tzv. Fulcherovy pásy vodíkové molekuly, tedy čáry spektrálního přechodu mezi elektronovými stavy $d^3\Pi_u$ a $a^3\Sigma_g^+$. Tabulka 1 ukazuje vlnové délky vybraných Fulcherových čar pro vibrační přechody 0–0, 1–1 a 2–2. Jedná se o silné přechody ve viditelné oblasti, které často potkáváme v různých výbojích obsahujících vodík. Jak je naznačeno na obr. 6, do příslušného zářivého stavu $d^3\Pi_u$ jsou molekuly v plazmatu většinou excitovány srážkou elektronu s molekulou H_2 v základním elektronovém stavu ($X^1\Sigma_g^+$). Protože rozložení molekul na rotační hladiny základního stavu $X^1\Sigma_g^+$ přímo ovlivňuje rotační strukturu Fulcherových pásů, věnujme se nejdřív rotačnímu rozdělení základního stavu.

Obrázek 6: Potenciálové křivky vybraných elektronových stavů molekuly H_2 .Obrázek 7: Vybrané elektronové a rotační energetické stavy molekuly H_2 .

	Q1	Q2	Q3	Q4	Q5	Q6
(0-0)	601.83	602.38	603.19	604.27	605.61	607.20
(1-1)	612.18	612.72	613.54	614.62	615.96	
(2-2)	622.48	623.03	623.84	624.92	626.25	

Tabulka 1: Vlnové délky (nm) Q-čar Fulcherových přechodů molekuly H_2 .

Rotační rozdělení základního vibronického stavu H_2

Každý elektronový a vibrační („vibronický“) stav molekuly H_2 je rozštěpen na řadu rotačních hladin lišících se rotační energií

$$E_N = hcBN(N+1) - hcDN^2(N+1)^2, \quad (5)$$

kde N je kvantové číslo popisující celkový moment hybnosti rotačního pohybu molekul a orbitálního pohybu elektronů – přesněji průmětu momentu hybnosti orbitálního pohybu elektronů do mezijaderné osy. (Kvantové číslo N tedy neobsahuje spin elektronů ani jader.) Protože základní elektronový stav H_2 má nulový průmět orbitálního momentu elektronů, je v tomto případě kvantové číslo N rovno rotačnímu kvantovému číslu. V základním vibronickém stavu molekuly H_2 nabývají konstanty B (tzv. rotační konstanta) a D (která vyjadřuje korekci danou skutečností, že molekula není zcela tuhá a její délka tedy mírně závisí na rotačním kvantovém čísle) hodnot $B_{X,0} = 6085 \text{ m}^{-1}$ a $D_{X,0} = 4,7 \text{ m}^{-1}$. Populaci molekul vodíku na jednotlivých rotačních stavech základního vibronického stavu pak můžeme vyjádřit

$$[H_2, X, 0, N] = \frac{g_s (2N+1) e^{-\frac{E_N}{kT}}}{\sum_N g_s (2N+1) e^{-\frac{E_N}{kT}}} [H_2], \quad (6)$$

kde člen $(2N+1)$ vyjadřuje degeneraci rotačních hladin a veličina g_s vyjadřuje degeneraci způsobenou částí vlnové funkce popisující jaderný spin. Relativní počet molekul H_2 na rotační hladině N označíme $\eta_N = [H_2, X, 0, N]/[H_2]$.

Existence veličiny g_s je daná existencí jaderného spinu každého z protonů ($1/2$) – molekula se může nacházet ve stavu s celkovým jaderným spinem 0 (tzv. paravodík s $g_s = 1$) nebo 1 (tzv.

N \ N'	N'			
	1	2	3	4
0	0	0.3	0	0.03
1	1	0	0.19	0
2	0	0.98	0	0.16
3	0.08	0	0.98	0

Tabulka 2: Relativní velikost rychlostních konstant pro excitaci $X^1\Sigma_g^+$, $N \rightarrow d^3\Pi_u$, N' [2].

orthovodík, pro který platí $g_s = 3$). Za pokojových a vyšších teplot je koncentrace orthovodíku přibližně 3-krát vyšší než koncentrace paravodíku, protože degenerace (zde počet možných průmětů spinu) stavu s celkovým spinem 1 je třikrát vyšší než degenerace stavu s nulovým spinem. Protože během excitace molekuly a následné emise fotonu se jaderný spin zpravidla nemění, projevuje se rozdílná koncentrace para- a orthovodíku i na intenzitě rotačních čar.

Jádra vodíku – protony – jsou fermiony, jejich vlnová funkce tedy musí být antisymetrická. Vlnová funkce jater se skládá z rotační části a části popisující spin jader $\psi = \psi_{\text{rot}} \psi_{\text{spin}}$. Spinová část vlnové funkce paravodíku $\psi_{\text{spin,para}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$ je antisymetrická, proto musí být rotační část vlnové funkce ψ_{rot} symetrická, tzn. že paravodík v základním stavu $X^1\Sigma_g^+$ se může nacházet pouze ve stavech se sudým kvantovým číslem N . Naopak orthovodík má symetrickou ψ_{spin} , jeho ψ_{rot} tedy musí být antisymetrická a orthovodík se může nacházet pouze ve stavech s lichým N . Z uvedeného vyplývá, že $g_s = 1$ pro sudá N a $g_s = 3$ pro lichá N .

3	ortho	—————	5
1	para	—————	4
3	ortho	—————	3
1	para	—————	2
3	ortho	—————	1
$g_s = 1$	para	—————	N=0

Excitace do stavu $d^3\Pi_u$ a intenzita emisních čar

Podobně jako v případě atomárních čar, můžeme i intenzitu molekulových čar spočítat z podmínky rovnováhy excitace a deexcitace. Nyní ale může docházet k excitaci konkrétní rotační hladiny horního stavu d z různých rotačních hladin základního vibronického stavu X :

$$I_{F,\nu' \rightarrow \nu'', N' \rightarrow N''} = C_{F,\nu' \rightarrow \nu'', N' \rightarrow N''} A_{F,\nu' \rightarrow \nu'', N' \rightarrow N''} \tau_{\nu', N'} n_e \sum_N R_{X \rightarrow d, v=0 \rightarrow v', N \rightarrow N'} [\text{H}_2, X, v=0, N], \quad (7)$$

kde $[\text{H}_2, X, v=0, N]$ je koncentrace molekul H_2 v základním elektronovém stavu ($X^1\Sigma_g^+$), základním vibračním stavu ($v = 0$) a rotačním stavu popsaným kvantovým číslem N . $R_{X \rightarrow d, v=0 \rightarrow v', N \rightarrow N'}$ je rychlostní konstanta excitace konkrétní rotační hladiny N' stavu d z konkrétní rotační hladiny N stavu X . Při excitaci elektronem se jen málokdy mění kvantové číslo popisující rotaci (N). V případě molekuly H_2 se nemůže změnit o liché číslo, protože by to vyžadovalo změnu orientace jaderného spinu. Změny N o 2 a více jsou nepravděpodobné, protože elektron málokdy má dostatečný moment hybnosti. To lze dokumentovat na tabulce 2 obsahující relativní velikosti veličiny $R_{X \rightarrow d, 0 \rightarrow 2, N \rightarrow N'}$. Se znalostí této tabulky už můžeme z intenzity různých rotačních čar určit rotační teplotu plynu. Stačí naměřit relativní intenzitu několika rotačních čar, do rovnice (7) dosadit koncentraci z rovnice (6) a se znalostí vztahu $A_{F, N' \rightarrow N''} \tau_{N'} \approx 1$ (daného tím, že za nízkého tlaku má stav (d, ν', N') pouze jediný silný přechod pro svou deexcitaci) dostáváme soustavu rovnic

$$\frac{I_{F,\nu' \rightarrow \nu'', N' \rightarrow N''}}{C_{F,\nu' \rightarrow \nu'', N' \rightarrow N''}} \propto \sum_N R_{X \rightarrow d, v=0 \rightarrow v', N \rightarrow N'} g_s (2N + 1) e^{-\frac{E_N}{kT}}, \quad (8)$$

jejímž fitem na měření intenzity můžeme získat rotační teplotu plynu (T). (Uvedený postup samozřejmě platí pouze za nízkého tlaku, kdy se molekula v době, kdy je excitovaná, nestihne srazit s okolními molekulami a změnit tak svůj rotační stav. Pro případ měření za vysokých tlaků, kdy při srážkách dochází k rotačnímu přeuspořádání excitovaného stavu, se na intenzitách rotačních čar projeví skutečnost, že hodnota rotační konstanty B pro stav $d^3\Pi_u$ je zhruba poloviční než hodnota pro základní stav $X^1\Sigma_g^+$.)

Vyjádříme si nyní počet fotonů emitovaných na jedné z nejsilnějších Fulcherových čar, a to na čáře Q1 ($N' = 1 \rightarrow N'' = 1$) vibračního pásu 2–2 sledovaného přechodu $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$. Pokud zanedbáme nediagonální členy tabulky excitace $N \rightarrow N'$, dostaneme z rovnice (7)

$$I_{F,2-2,Q1} = C_F \mathcal{K}^F n_e [\text{H}_2, X, 0, 1] = C_F \mathcal{K}^F n_e \eta_1 [\text{H}_2],$$

kde $\eta_1 = [\text{H}_2, X, v=0, N=1]/[\text{H}_2]$ podle rovnice (6) závisí na rotační teplotě molekul H_2 . Tu už ale umíme určit. Tabulka závislosti $\mathcal{K}^F = A_{F,2-2,Q1} \tau_{N'=1} R_{X \rightarrow d, 0 \rightarrow 2, 1 \rightarrow 1}$ na teplotě elektronů (převzatá z [1]) je přístupná v ISu a vynesena na obr. 4 a 5. Konečně můžeme vyjádřit vztah pro poměr intenzity atomární čáry H_α a molekulové čáry Fulcherova přechodu $d^3\Pi_u, v' = 2, N' = 1 \rightarrow a^3\Sigma_g^+, v'' = 2, N'' = 1$:

$$\frac{I_\alpha}{I_{F,2-2,Q1}} = \frac{C_\alpha}{C_F} \frac{1}{\eta_1 (T_r)} \frac{\mathcal{K}_H^\alpha \frac{[\text{H}]}{[\text{H}_2]} + \mathcal{K}_{\text{H}_2}^\alpha}{\mathcal{K}^F}. \quad (9)$$

Výsledné rovnice

Pokud změříme intenzity potřebných emisních čar a určíme rotační teplotu H_2 , budou rovnice (4) a (9) soustavou dvou rovnic o dvou neznámých ($T_e, [\text{H}]/[\text{H}_2]$), ze kterých proto za vhodných podmínek můžeme určit jak teplotu elektronů, tak i stupeň disociace vodíku. To ovšem platí pouze tehdy, když hodnoty těchto hledaných veličin leží v oblasti, ve které jsou experimentálně získané poměry intenzit spektrálních čar dostatečně citlivé na hledané veličiny. V opačném případě je nutné získat některou z hledaných veličin jinou metodou, např. teplotu elektronů lze za nízkého tlaku získat pomocí Langmuirovy sondy. Příklady závislostí rovnic (4) a (9) na T_e a $[\text{H}]/[\text{H}_2]$ (bez započítání citlivosti spektrometru) jsou uvedeny na obr. 8 – 11.

Spektrální profil emisních čar

Nejen celková intenzita spektrální čáry, ale i její spektrální tvar nese informaci o zdroji záření. I jednoduché čáry bývají rozšířeny několika různými mechanismy. Náhodný pohyb zářících atomů směrem k nebo od detektoru vede k Dopplerovu rozšíření charakterizovanému Gaussovým profilem

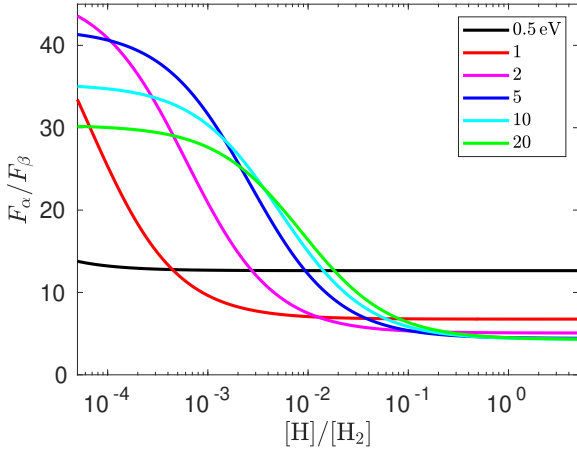
$$I(\nu) \propto e^{-\frac{(f-f_0)^2}{2\sigma_g^2}} \quad (10)$$

$$\sigma_g = f_0 \sqrt{\frac{kT}{mc^2}}$$

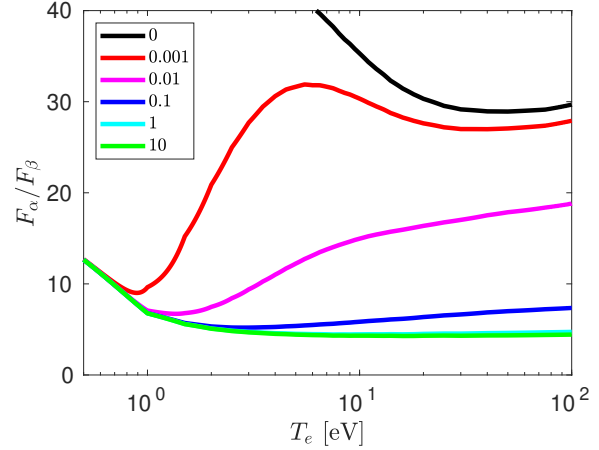
$$\left(\frac{\Delta f_{FWHM}}{f_0}\right)^2 = \frac{8kT \ln 2}{mc^2},$$

kde f_0 je frekvence centra spektrální čáry, T teplota zářících částic a m jejich hmotnost. Dopplerovo rozšíření tedy někdy umožňuje měřit translační teplotu částic. Neurčitost energie krátce žijící excitované hladiny a často i vliv okolních částic (elektronů i neutrálních částic srážejících se se zářící částicí) způsobují rozšíření popsané Lorentzovým profilem

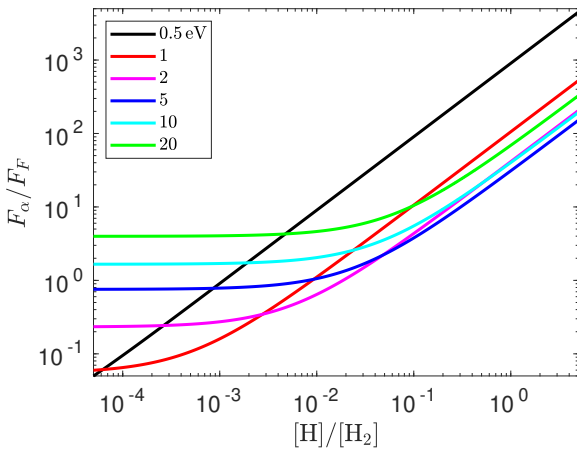
$$I(\nu) \propto \frac{1}{(f - f_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \quad (11)$$



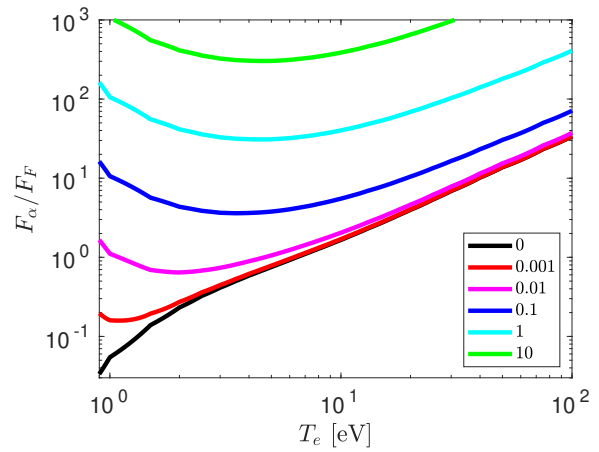
Obrázek 8: Ukázky rovnice (4) pro několik hodnot teploty elektronů.



Obrázek 9: Ukázky rovnice (4) pro několik hodnot poměru $[H]/[H_2]$.



Obrázek 10: Ukázky rovnice (9) pro několik hodnot teploty elektronů.



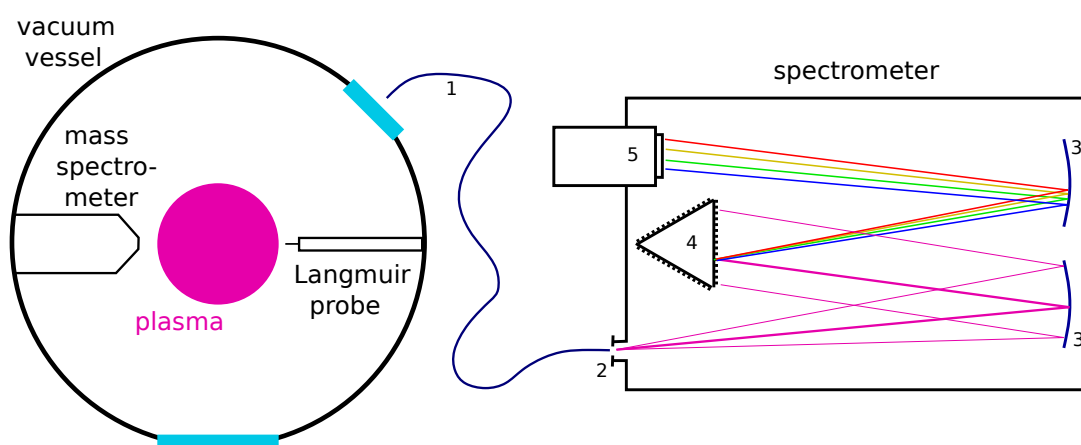
Obrázek 11: Ukázky rovnice (9) pro několik hodnot poměru $[H]/[H_2]$.

kde parametr γ popisuje rozšíření čáry. Protože spektrální čáry jsou často rozšířeny několika různými mechanismy zároveň, používá se k popisu tvaru čáry často konvoluce Gaussova a Lorentzova profilu, tzv. Voigtův profil. (Čáry mohou být ovšem i posunuty a mohou být rozšířeny i jiným způsobem, a to i nesymetricky. Navíc se zdánlivě jednoduchá čára může skládat z více čar, které si jsou tak blízko, že je nerozlišíme. To samozřejmě také ovlivňuje tvar čáry, v této úloze se ale jemnou strukturou čar nemusíme zabývat.)

V nízkotlakých výbojích se občas pozoruje anomální rozšíření atomárních čar vodíku dokládající, že v plazmatu existuje skupina vodíkových atomů s nezvykle vysokou energií. Při měření proto věnujte pozornost i profilu spektrální čáry H_α . Z anomálního rozšíření této čáry odhadněte kinetickou energii skupiny rychlých vodíkových atomů.

Aparatura

Měření proběhne na stejné aparatuře, na které jste zjišťovali mechanismy ohřevu elektronů pomocí ICCD kamery: Budeme zkoumat vysokofrekvenční (13,56 MHz) kapacitně vázaný výboj zapálený za nízkého tlaku ve vodíku. Výboj je buzený mezi dvěma kruhovými elektrodami vzdálenými přibližně 4 cm, z nichž dolní je zemněná a na horní je přivedeno vř. napětí. Spektra budeme snímat přes křemenné okénko na boku aparatury (viz obr. 12).



Obrázek 12: Schéma aparatury a spektrometru. 1 – optické vlákno, 2 – vstupní štěrbinu spektrometru, 3 – parabolické zrcadlo, 4 – otočný stolek se spektrálními mřížkami, 5 – kamera.

Ke spektrometru je záření vedeno křemenným optickým vláknem a vstupuje do něj štěrbinou s nastavitelnou šířkou. Parabolické zrcadlo na protější straně spektrometru mění rozbíhavý svazek světla na rovnoběžný, který dopadá na difrakční mřížku, kde dochází ke spektrálnímu rozkladu. Po odrazu na dalším parabolickém zrcadle dopadá spektrálně rozložený svazek na detektor, nejčastěji CCD kameru.

Nejdůležitějšími veličinami, které je potřeba na spektrometru nastavit, jsou:

- Snímaná oblast vlnových délek.
- Integrační doba – ovlivňuje intenzitu měřeného signálu. Silnější signál přirozeně vede k lepšímu poměru signálu ku šumu, nesmí ovšem dojít k saturaci detektoru.
- Šířka vstupní štěrbinu – ovlivňuje spektrální rozlišení (užší štěrbinu vede k lepšímu rozlišení), ale i intenzitu signálu (užší štěrbinu vede ke slabšímu signálu).

Odkazy

- [1] B.P. Lavrov, A.V. Pipa, J. Röpcke, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** (2006), 135.
 [2] B. Xiao, S. Kado, S. Kajita, D. Yamasaki, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** (2004), 653.



Financováno
Evropskou unií
NextGenerationEU



Národní
plán
obnovy

MS
MT
MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ,
MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY