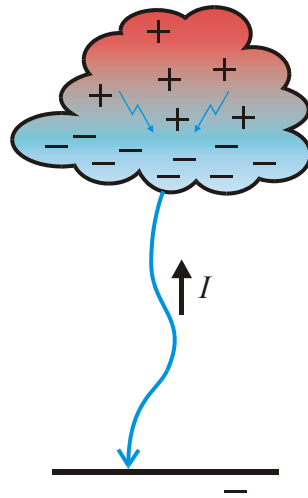


IMPULSNÍ SILNOPROUDĚ VÝBOJE A JEJICH DIAGNOSTIKA



STUDIJNÍ TEXT PRO DOKTORSKÉ STUDIUM

PAVEL KUBEŠ

I. ZÁKLADY ELEKTRICKÝCH VÝBOJŮ.....	4
1. Elementární jevy v plynech.....	4
1.1. Základní pojmy	4
1.2. Změna energie a hybnosti při srážce	5
1.3. Redukovaná hmotnost	6
1.4. Coulombovské srážky	7
1.5. Nepružné srážky	9
2. Záření látek.....	11
2.1. Skupenství pevné, kapalné, plynné a plazmatické	11
2.2. Spojité záření tuhých těles a kapalin	11
2.3. Emisní spektra plynů a plazmatu	13
3. Elektrické výboje v plynech	14
3.1. Druhy elektrických výbojů.....	14
3.2. Townsendova teorie samostatného výboje.....	15
3.3. Paschenův zákon	16
3.4. Doutnavý výboj	16
3.5. Obloukový výboj.....	17
3.6. Koronový výboj.....	18
II. JISKROVÉ VÝBOJE	19
4. Fáze jiskrového výboje.....	19
4.1. Lavina.....	19
4.2. Strimer.....	22
4.3. Liderový mechanismus	23
4.4. Zpětná vlna	23
4.5. Jiskrový kanál a jeho nestability	25
4.6. Rovnovážný jiskrový kanál	25
4.7. Vývoj jiskrového kanálu	26
5. Bleskové výboje	28
5.1. Blesk.....	28
5.2. Kulový blesk	29
5.3. Hypotéza kulového blesku s magnetickým udržením.....	30
III. VYSOKÉ HUSTOTY ENERGIE.....	33
6. Magnetické pinče a jejich využití.....	33
6.1. Úvod	33
6.2. Druhy pinčů.....	34
6.3. Nestabilita a stabilita	37
6.4. Rentgenové zdroje.....	38
6.5. Zářivý kolaps.....	40
6.6. Alternativa jaderné fúze	40
6.7. Závěr.....	41
7. Rentgenové lasery	42
7.1. Úvod a principy	42
7.2. Principy	43
7.3. Excitační schéma.....	45
7.4. Rekombinační schéma.....	46
7.5. Alternativní možnosti	47
7.6. Použití a perspektivy	48
8. Jaderná fúze.....	51

8.1.	Výroba a zdroje energie	51
8.2.	Úvod a principy jaderné fúze	52
8.3.	Základní směry	53
8.4.	Výzkum v ČR.....	54
8.5.	Perspektivy	55
IV. VIZUALIZAČNÍ A RENTGENOVÁ DIAGNOSTIKA ENERGETICKÉHO PLAZMATU S VYSOKOU HUSTOTOU		59
9.	Spektroskopická diagnostika.....	59
9.1.	Čárové spektrum atomů a iontů	59
9.2.	Model lokální termodynamické rovnováhy (LTR)	60
9.3.	Stacionární srážkově-zářivý model	62
9.4.	Nestacionární srážkově-zářivý model	64
10.	Vizualizace	67
10.1.	Elementární teorie disperse	67
10.2.	Optická interferometrie	70
10.3.	Šlívová metoda a její kvantitativní vyhodnocení.....	72
10.4.	Diferenciální interferometrie pomocí Wollastonova hranolu	76
10.5.	Měření magnetických polí Faradayovou rotací.....	78
11.	Rentgenová diagnostika	79
11.1.	Filtry rentgenového záření	79
11.2.	PIN diody	79
11.3.	Rentgenová dírková kamera.....	80

I. ZÁKLADY ELEKTRICKÝCH VÝBOJŮ

1. Elementární jevy v plynech

Elementárními jevy (procesy) v plynech se rozumí interakce jednotlivých částic a projevy, které je doprovázejí. Poznání elementárních procesů umožňuje pochopení makroskopických vlastností jako jsou záření, vodivost a energetické přeměny, ke kterým při elektrických výbojích dochází.

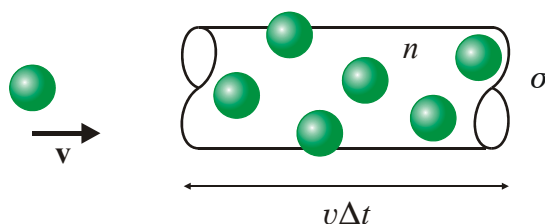
1.1. Základní pojmy

Částicemi rozumíme atomy, molekuly, jejich ionty a elektrony. Vzájemné srážky těchto částic mohou být jednak *pružné*, při nichž nedochází ke změně vnitřní energie žádné z částic a *nepružné*, při nichž se vnitřní energie částic mění. Jestliže má naletující částice po srážce s částicí terče menší (větší) kinetickou energii, jedná se o nepružnou srážku prvního (druhého) druhu.

Základní fyzikální veličinou popisující srážku je efektivní průřez srážky. Představuje jakýsi abstraktní průřez pomalé rozptylující částice terče, která způsobí podstatnou (domluvenou a definovanou) odchylku dopadající rychlé částice. Efektivní průřez srážky σ závisí na rychlosti dopadající částice. Pojem efektivního průřezu snadno nahlédneme z následujících úvah.

Nechť částice s rychlostí v [ms^{-1}] naráží do částic s koncentrací n [m^{-3}]. Počet srážek za čas Δt je dán počtem částic terče ve válci o objemu $V = \sigma v \Delta t$, tj. $\Delta N = n \Delta V = n \sigma v \Delta t$. Srážková frekvence je potom dána vztahem

$$f = \frac{\Delta N}{\Delta t} = n \sigma v \quad . \quad (1.1.1)$$



Obr. 1: Zavedení srážkové frekvence.

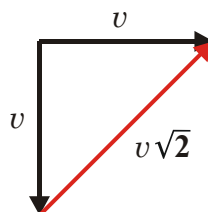
Jedná-li se o srážky neutrálních částic, je účinný průřez určen vlastním rozměrem částic. Označme poloměr dopadajících částic r_1 a poloměr částic terče r_2 a součet

$$r_1 + r_2 = r \quad .$$

potom je

$$\sigma = (r_1 + r_2)^2 = \pi r^2 \quad .$$

Poučný je příklad pro určení srážkové frekvence částic se stejnou střední rychlostí v . Ze statistických úvah je střední vzájemná rychlost v pro použití ve vztahu (1.1.1) podle Obr. 2:



Obr. 2: Střední vzájemná rychlost.

a srážková frekvence je

$$f = n\sigma v\sqrt{2}$$

a pro směs různých částic $i = 1, 2, \dots, n$

$$f = \sum_{i=1}^n f_i = \sum n_i v_i \sigma_i \quad .$$

Střední volná dráha je definována vztahem

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{1}{n\sigma} \quad .$$

a pro směs více druhů částic

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} = \sum n_i \sigma_i \quad .$$

Pro určení srážkového průřezu je důležité zda se jedná o srážku částic nabitých nebo nenabitých. V případě srážek nabitých částic musíme uvažovat roli elektrostatického pole.

1.2. Změna energie a hybnosti při srážce

Označme p_1 průměrnou změnu hybnosti při jedné srážce. Potom je změna hybnosti za 1 s:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = -p_1 f \quad . \quad (1.2.1)$$

Střední úhlová odchylka částice při jedné srážce se obvykle uvažuje 90° . V tomto případě je $\Delta p = -p_1$ a lze odhadnout čas rozptylu svazku částic s hybností p_1 podle (1.2.1):

$$\Delta t = \frac{1}{f} \quad .$$

Jak probíhá předávání energie během srážky např. mezi elektrony a ionty?

Mějme energetické elektrony s hmotností m a energií W_e a ionty s hmotností M a energií W_i . Během jedné srážky předá elektron iontu energii ΔW_e . Jelikož ze zákona zachování hybnosti je $Mv_i = mv_e$, platí že:

$$\Delta W_e = \Delta W_i = \frac{M v_i^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{M^2 v_i^2}{M} = \frac{m^2 v^2}{2M} .$$

a změna za 1 sekundu je potom:

$$\frac{dW}{dt} = -f \frac{\Delta p^2}{2M} = \frac{2m^2 v^2}{2M} f = \frac{2m}{M} W_e f \quad . \quad (1.2.2)$$

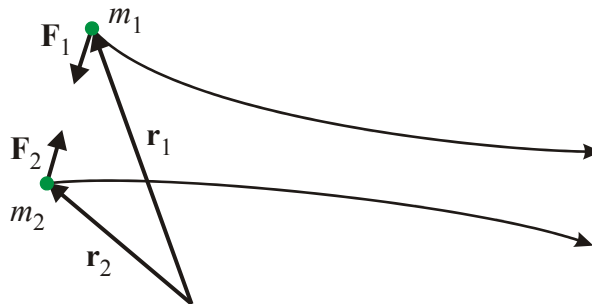
kde ve výrazu $\Delta p = \sqrt{2} m v$ se uplatní střední relativní vzájemná rychlost srážky. Při jedné srážce elektronu a iontu se předá část energie $\frac{2m}{M}$. Z rovnice (1.2.2) je možné odhadnout čas potřebný k vyrovnání energie (teploty) elektronů a iontů:

$$\tau = \frac{M}{2mf} .$$

1.3. Redukovaná hmotnost

Pro zjednodušení problému srážky 2 těles s hmotnostmi m_1 a m_2 se zavádí pojem redukované hmotnosti m , která vystupuje jako výsledná hmotnost v pohybové rovnici při výpočtu parametrů dráhy lehké částice vůči částici těžší.

Mějme dvě částice o hmotnostech m_1 a m_2 a rychlostech \mathbf{v}_1 a \mathbf{v}_2 v místech \mathbf{r}_1 a \mathbf{r}_2 , které se silově ovlivňují (Obr. 3) a uvažujme pohybovou rovnici v soustavě vztahené k druhé částici.



Obr. 3: Silové působení dvou částic.

a jelikož

$$\mathbf{F}_1 = m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 = -\mathbf{F}_2 = -m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 = -\mathbf{F} \quad ,$$

platí

$$\ddot{\mathbf{r}}_2 - \ddot{\mathbf{r}}_1 = \ddot{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{F}_2}{m_2} + \frac{\mathbf{F}_1}{m_1} = -\mathbf{F}_1 \frac{m_1 + m_2}{m_1 \cdot m_2} = \frac{\mathbf{F}}{m} \quad ,$$

odkud

$$m = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} .$$

Pro stejné částice je $m = \frac{m_1}{2}$ a pro $m_1 \ll m_2$ je $m = m_1$.

1.4. Coulombovské srážky

Srážky elektronů s nenabitými atomy probíhají krátce při vlastním dotyku, výpočet účinného průřezu je kvantověmechanický, obtížný a proto se určuje experimentálně. Srážky mezi ostatními nabitými částicemi probíhají pozvolna po delší dráze. Lze je popsat klasicky pomocí Coulombovy síly. Omezení pro klasický výpočet jsou dána energiemi, při nichž se ještě podstatně neprojeví relativistické korekce:

$$W_e < 13.6 \text{ eV} \text{ a } W_i < 10^4 \text{ eV}$$

Pro Coulombovské srážky je účinný průřez určen vztahem [1]:

$$\sigma = \pi (2r_0)^2 \ln \Lambda. \quad (1.4.1)$$

kde r_0 je Coulombův poloměr a odpovídá vzdálenosti, v níž je elektrostatická energie rovna kinetické (tepelné). Pro

$$\frac{1}{2}mv^2 = - \int_{\infty}^{r_0} \mathbf{F} d\mathbf{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0}.$$

je tedy

$$r_0 = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 W_0}.$$

Výraz $\ln \Lambda = \ln(d/r_0)$ se nazývá Coulombův logaritmus a zavádí se pro zahrnutí rozptylujícího vlivu působení částic ve větších vzdálenostech než r_0 , a menších než Debyeův poloměr d . Srážky na menších vzdálenostech jsou málo pravděpodobné a na větších vzdálenostech odstíněné plazmatem.

Rovnici (1.4.1) můžeme potom upravit

$$\sigma = \frac{e^4 \ln \Lambda}{\pi\epsilon_0^2 \left(\frac{3}{2}kT\right)^2} = 2.87 \times 10^{-10} \frac{\ln \Lambda}{T^2 [\text{eV}]}$$

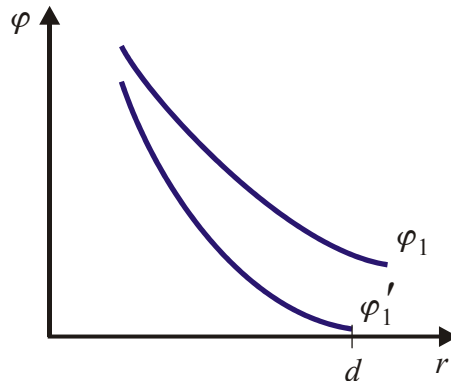
Debyeův poloměr d popisuje vzdálenost v níž se projevuje odstínění náboje. Každá částice ve svém okolí vytváří elektrické pole, které přitahuje opačné náboje a zeslabuje potenciál v okolí. Je-li původní potenciál jedné částice

$$\varphi_1 = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r},$$

je zeslabený potenciál

$$\varphi_1' = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\frac{r}{d}}.$$

Průběh obou potenciálů znázorňuje obrázek:



Obr. 4: Průběh potenciálu jedné částice φ_1 a více částic φ_1' .

Ve vzdálenosti d vliv elektrostatického pole zaniká v tepelném šumu. Debyeův poloměr d je určen vztahem [2]:

$$d = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2}} = 7.4 \times 10^3 \sqrt{\frac{kT_e}{n}} \quad \left[\frac{\text{eV}}{\text{m}^{-3}} \right] .$$

kde n je koncentrace nábojů.

Další informativní veličinou je počet částic v Debyeově sféře n_d :

$$n_d = n \frac{4}{3} \pi d^3 .$$

což je důležité pro míru ideálnosti plazmatu. *Ideální plazma* ($n_d > 1$) má analogické vlastnosti jako ideální plyn, kdy se při interakcích Coulombovská pole neuvažují. Pro *neideální plazma* ($n_d < 1$) převažuje potenciální energie nad kinetickou a v okolí každé částice vzniká silná elektrostatická bariéra. Coulombův logaritmus v rovnici (1.4.1) je pro ideální plazma:

$$\ln \Lambda = \ln \frac{d}{r_0} = 7.47 + \frac{3}{2} \ln T [\text{K}] - \frac{1}{2} \ln 10^{-6} n_e [\text{m}^{-3}] .$$

Srážková frekvence mezi částicemi je pro $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} kT$ rovna

$$f = n v \sigma = n \sqrt{\frac{3kT}{m}} \frac{e^4 \ln \Lambda}{\pi \varepsilon_0^2 \left(\frac{3}{2} kT \right)^2} = \frac{ne^4 \ln \Lambda}{\sqrt{m} \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}} \cdot \frac{4\sqrt{3}}{9\pi} .$$

a střední volná dráha

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{9\pi \varepsilon_0^2 (kT)^2}{4ne^4 \ln \Lambda} .$$

Pro popis srážek mezi elektrony a ionty lze použít redukovanou hmotnost m_{aa} :

$$m_{ee} = \frac{mM}{m+M} = \frac{m}{2} ,$$

$$m_{ei} = m ,$$

$$m_{ii} = \frac{M}{2} = \frac{mM}{2m} .$$

a příslušné srážkové frekvence jsou v jednoduchém poměru:

$$f_{ee} : f_{ei} : f_{ii} = \sqrt{2} : 1 : \sqrt{\frac{2m}{M}} ,$$

kde

$$f_{ee} = 3.7 \times 10^{-6} \frac{n_e \ln \Lambda}{(T[\text{K}])^{3/2}} .$$

Konduktivita prostředí je dána Ohmovým zákonem [1]:

$$\gamma = \frac{m f_{ei}}{n e^2} .$$

a relaxační časy pro ustanovení rovnovážného rozdělení elektronů a iontů jsou:

$$\tau_e \sim \frac{1}{f_{ee}} , \tau_i \sim \frac{1}{f_{ii}} .$$

Vyrovnání teplot elektronů a iontů nastane po čase:

$$\tau_{ei} \sim \frac{1}{f_{ei}} .$$

Pro danou teplotu T mají energie částic Maxwelllovo rozdělení [3]:

$$dn = \text{const} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv .$$

1.5. Nepružné srážky

Nepružné srážky způsobují excitaci, deexcitaci, ionizaci a rekombinaci atomů a iontů. Tyto elementární děje jsou vyvolány nárazem volných elektronů a jen výjimečně nárazem iontů.

a) Ionizace elektrony

je nejčastější způsob vzniku iontů. Pro ionizaci je třeba atomu nebo iontu dodat energii převyšující ionizační energii. Pro lehké prvky jako uhlík, kyslík a dusík je energie potřebná pro ionizaci asi 13 eV. Je-li energie dodána jedinou srážkou, nazýváme tuto ionizaci *přímou*. Ionizace se také může realizovat postupně více srážkami, kdy se při každé nepružné srážce elektron přesouvá do vyšších elektronových hladin. Takováto ionizace se nazývá *postupná*.

Pro ionizaci vícenásobných iontů je potřeba podstatně vyšších energií než pro jednonásobnou ionizaci. Pro ionizaci vodíkupodobných iontů s jediným elektronem v obalu a nábojem z je potřeba energie

$$E_i = z^2 E_{iH} ,$$

kde E_{iH} je ionizační energie vodíku [3].

Při termodynamické rovnováze je podíl iontů násobnosti z a $z+1$ téhož prvku vyjádřen Sahovou rovnicí [3]:

$$\frac{n(z+1)}{n(z)} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} (kT_e)^{3/2} e^{-\frac{E_i}{kT}} ,$$

kde σ_1 a σ_2 jsou statistické (partiční) sumy iontů [3].

b) *Buzení a deexcitace elektrony*

Obsazení vyšších hladin v rovnovážném stavu je řízeno srážkami volných elektronů s atomy nebo ionty a platí pro ně Boltzmanovo rozdělení. Pravděpodobnost obsazení n -té hladiny s rostoucím n klesá exponenciálně:

$$\frac{n_n}{n_1} = \frac{g_n}{g_1} e^{-\frac{E_n - E_1}{kT}},$$

kde g_n jsou násobnosti n -té hladiny.

Ve škále energetických hladin je nejvíce obsazena základní hladina a z excitovaných hladin je to 2. hladina, která se nazývá hladinou *rezonanční*. Spektrální čára emitovaná přechodem vázaného elektronu z rezonanční do základní hladiny je nejintenzivnější čára daného iontu ve spektru. Pravděpodobnosti spontánních zářivých přechodů do nižších hladin klesá s rostoucím hlavním kvantovým číslem n a je nejsilnější u rezonančního přechodu. Naopak pravděpodobnosti srážkových přechodů vyvolaných nárazy volných elektronů jsou vyšší v horních hladinách.

Některé přechody se vyznačují velmi malou pravděpodobností. Patří mezi ně přechody z tzv. metastabilních hladin, kde je přechod na nižší hladiny zakázán. Zatímco doba existence excitovaných stavů je $10^{-8} \div 10^{-7}$ s, je doba života metastabilních hladin 10^{-4} s. Delší doby života metastabilních hladin se využívá u laserového efektu.

c) *Excitace a ionizace ionty*

jsou obvykle zanedbatelné. Srážky mají adiabatický charakter. Interakce probíhají velmi pomalu, atomy a ionty stačí vyrovnávat vnitřní energetické změny a k přechodům vázaných elektronů nedochází. Pro změnu elektronového stavu atomu je třeba čas

$$\tau_e = \frac{a_0}{v_e}$$

kde a_0 je rozměr atomu. Čas interakce iontu

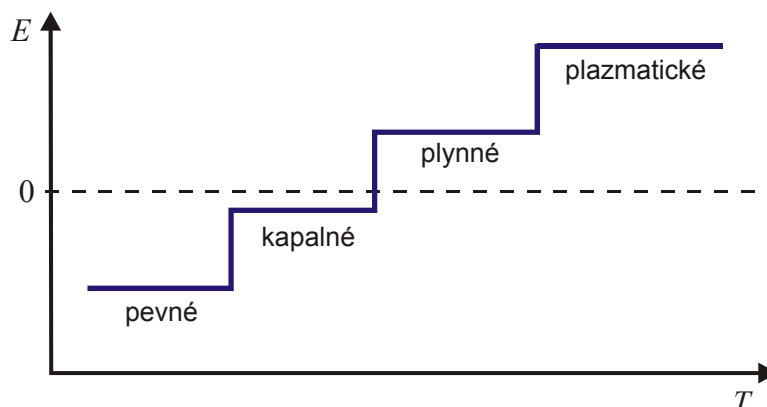
$$\tau_i = \frac{a_0}{v_i} \sim \sqrt{\frac{E_k}{M}}$$

(E_k je kinetická energie iontu) je $\sqrt{\frac{M}{m}}$ krát větší. Tato interakce na chvíli deformuje elektronovou dráhu ale elektron se na jinou hladinu nepřesune. Teprve při velkých rychlostech $v_i \sim 10^6 \text{ ms}^{-1}$ dochází k ionizaci energetickými ionty. Energie iontů v tomto případě přesahuje hodnotu 10^5 eV.

2. Záření látek

2.1. Skupenství pevné, kapalné, plynné a plazmatické

Různá skupenství lze zobrazit v diagramu závislosti vnitřní energie E na teplotě T (Obr. 5):



Obr. 5: Závislost vnitřní energie E na skupenství a na teplotě T .

Vnitřní energie E má dvě složky, potenciální E_p a kinetickou E_k . Potenciální energie má elektromagnetický původ. V pevných látkách je splněna nerovnost $E_p > E_k$. Jelikož je potenciální energie záporná, je také celková energie záporná (jedná se o vázanou soustavu). Částice v kapalinách mají potenciální energii v absolutní hodnotě o málo větší než energii kinetickou a jejich soudržnost se důsledkem tohoto rozdílu projevuje povrchoým napětím. Pro plyny je charakteristická mnohem vyšší kinetická energie než energie potenciální. Potenciální energie je většinou velmi slabá a nejsilněji se projevuje při teplotách blízko kondenzačních přechodů. Je rovněž energií vazebnou, přitažlivou. U ideálních plynů se potenciální energie zanedbává. Ve stavu plazmatu má látka velmi vysokou hustotu tepelné energie. U ideálního plazmatu, který je horký a řídký převládá energie kinetická, u plazmatu neideálního hustého a chladného může dominovat energie potenciální.

Záření těles výrazně záleží na tom, v jakém skupenství se látka nachází. Pevné látky a kapaliny vyzařují spojité spektrum, plyny a plazma záření čárové i spojité.

2.2. Spojité záření tuhých těles a kapalin

Záření těles popisuje Kirchhoffův zákon: podíl vyzařování H a absorpce A je u všech těles stejný a závisí pouze na vlnové délce a teplotě [4]:

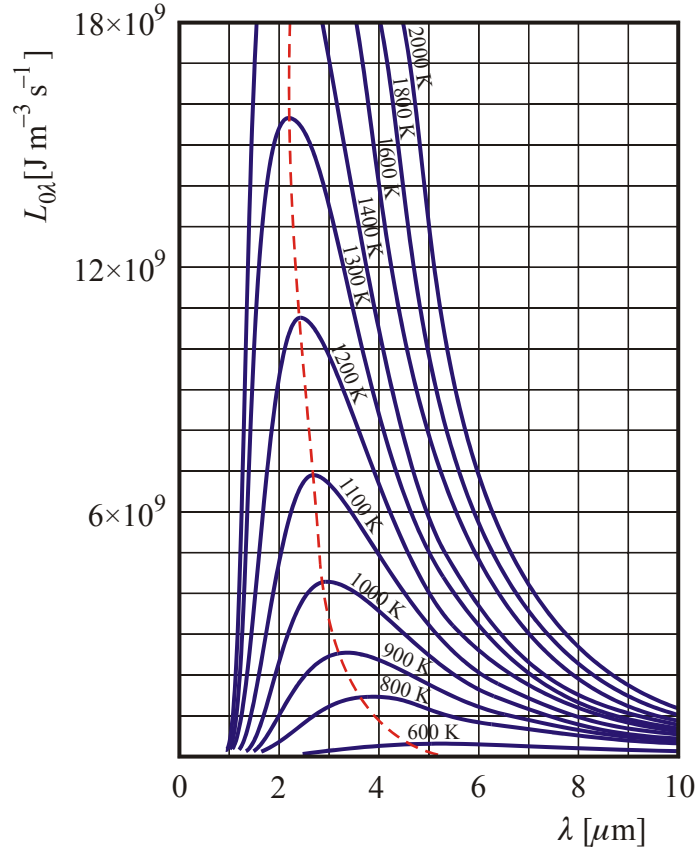
$$\frac{H}{A} = f(\lambda, T) \quad .$$

Univerzální vyzařovací funkci $f(\lambda, T)$ odvodil poprvé Max Planck v roce 1901 na základě kvantové hypotézy:

$$f(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)} \quad , \text{ kde}$$

$$c_1 = 3.741 \times 10^{-16} \text{ Jm}^2\text{s}^{-2},$$

$$c_2 = 1.439 \times 10^{-2} \text{ m}\cdot\text{K}.$$



Obr. 6: Planckův vyzařovací zákon.

Průběh vyzařovací funkce (Obr. 6) je možné experimentálně ověřovat u tzv. absolutně černých těles, pro něž je absorpční koeficient $A=1$. Tato tělesa veškeré dopadající elektromagnetické záření pohlcují a jejich vyzařování H je přímo rovno $f(\lambda, T)$. Pro záření černých těles platí dva důležité a jednoduché zákony, zákon Wienův, kdy je součin maximální vyzařované délky a teploty konstantní:

$$\lambda T = b = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m}\cdot\text{K}.$$

a zákon Stefanův-Boltzmannův, kdy intenzita H vyzařovaná na všech frekvencích je silně závislá na teplotě a roste s její čtvrtou mocninou:

$$H = \sigma T^4,$$

σ je Stefanova-Boltzmannova konstanta $5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.

Pro nízké teploty leží vyzařované vlnové délky v infračervené oblasti. Záření začíná být viditelné u těles zahřátých asi na 1 000 K v červené oblasti a s rostoucí teplotou se barva zářících těles postupně mění do oranžové, žluté, bílé (6 000 K) a namodralé.

2.3. Emisní spektra plynů a plazmatu

Při vyšších teplotách pevné a kapalné látky mění své skupenství na plynné. U molekulárních plynů pozorujeme záření v pásech vlnových délek a u atomů a iontů záření v jednotlivých úzkých spektrálních čarách, jejichž vlnové délky jsou pro daný druh molekul, atomů a iontů charakteristické. Vlnová délka je určena rozdílem energií horní a dolní hladiny přechodu. V první kapitole o elementárních procesech je uvedeno, že přechody mezi hladinami při stavu termodynamické rovnováhy jsou řízeny nepružnými srážkami volných elektronů. Při emisi záření dochází k jevu, který není rovnovážný, neboť absorpce záření probíhá s menší intenzitou než emise. Vyzařování těles zahřátých na vyšší teplotu než má okolí je tedy procesem porušujícím rovnovážný stav v populacích hladin. Vzájemná intenzita zářivých a srážkových elementárních jevů potom určuje odchylku od rovnovážného Boltzmannova a Sahaova rozdělení. Excitace vázaného elektronu z nižší na vyšší hladinu se tedy může uskutečnit buď nepružnou srážkou 1. druhu s volným elektronem, nebo pohlcením fotonu s frekvencí f odpovídající energetickému rozdílu hladin. Excitovaný stav trvá jen krátkou dobu, $\sim 10^{-8}$ s. Pokud během této doby nedojde k nepružné srážce s volným elektronem, při níž se vázaný elektron přesune do nižšího energetického stavu, dojde ke spontánní emisi a vyzáření příslušné vlnové délky, tedy zářivé deexcitaci. Existuje ještě třetí způsob deexcitace, tzv. stimulovaná emise. Její existenci předpověděl Albert Einstein a princip spočívá v tom, že emisi při přechodu vázaného elektronu do nižší hladiny může způsobit dopadající foton stejné vlnové délky. Toto vynucené, stimulované záření má kromě stejné vlnové délky i stejnou fázi, polarizaci a směr a oba fotony, dopadající i uvolněný, jsou koherentní. Na principu stimulované emise jsou založeny lasery.

Ionizace a rekombinace atomů a iontů je vyvolána nepružnými srážkami volných elektronů. K rekombinaci dochází teprve za přítomnosti třetí částice, dalšího volného elektronu (tzv. tříčásticová rekombinace). Jeho účast je vynucena potřebou splnit zákony zachování, elektron odnáší přebytečnou energii a hybnost.

Čárové emisní spektrum vysílají atomy a ionty v případě, že obsahují obsazené hladiny s vázanými elektrony. Při vysokých teplotách je počet takových hladin malý a dominantní roli hrají volně - volné přechody. V tomto případě se volný elektron při cestě ke kladnému iontu zbrzdí v jeho elektrostatickém poli a při tomto zpomaleném pohybu emituje spojité záření kterému se říká Bremsstrahlung.

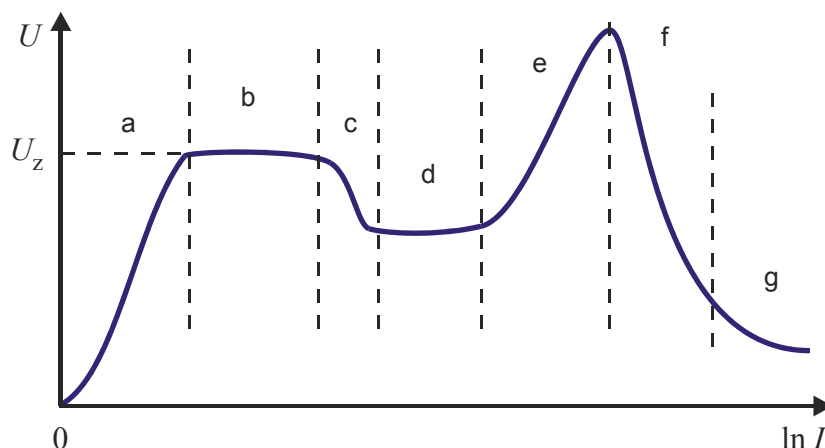
Trochu jiný charakter má záření v magnetických polích, kde mohou elektrony probíhat uzavřené Langmuirovy kruhové dráhy. Záření vyzařované obíhajícími elektrony se nazývá synchrotronní.

3. Elektrické výboje v plynech

3.1. Druhy elektrických výbojů

Plyn je při normální teplotě tvořen neutrálními atomy nebo molekulami a z hlediska elektrické vodivosti je velmi dobrý izolátor. Pro umožnění průchodu proudu ve vnějším elektrickém poli je třeba ionizační činidlo. Může jím být ultrafialové, rentgenové, γ nebo kosmické záření, vysoká teplota, silné elektrické pole nebo částice s vysokou energií. Ve slabém elektrickém poli může atmosférou na zemském povrchu protékat pouze velmi slabý proud s hustotami $10^{-12} \div 10^{-6} \text{ Am}^{-2}$ v důsledku přirozené ionizace způsobené radioaktivním zářením Země a kosmickým zářením vesmíru. Tímto způsobem se v zemské atmosféře vytváří v 1 cm^3 asi 1 000 iontových párů za 1 s. Pro vedení elektrického proudu větší hustoty je třeba dodatečné ionizační činidlo a výboje uskutečněné tímto způsobem nazýváme *nesamostatné*. V dostatečně silných elektrických polích případně ještě v kombinaci s nižším tlakem se vytváří počet iontů a elektronů vhodný pro samostatné udržení proudu a takové výboje nazýváme *samostatné*.

Ve V-A diagramu můžeme znázornit základní druhy elektrických výbojů (Obr. 7):



Obr. 7: Druhy elektrických výbojů.

Počáteční část křivky *a* znázorňuje nesamostatný výboj. Při něm prochází jen velmi slabý proud. Při napětí které dosáhne hodnotu tzv. zápalného napětí U_z je elektrické pole mezi elektrodami E dostatečně silné pro urychlení elektronů. Urychlené elektrony narážejí na ionty a mohou uvolňovat další elektrony v objemu výboje a urychlené ionty dopadající na katodu uvolňují elektrony z katody v počtu dostatečném pro vytvoření dalších generací elektronů a udržení samostatného výboje. Proud v elektrických výbojích zpravidla vedou elektrony, neboť mají v porovnání s ionty menší hmotnost a v elektrickém poli větší pohyblivost.

Při proudech $10^{-10} \div 10^{-5} \text{ A}$ jsou kinetické energie elektronů malé a srážky nejsou doprovázeny emisí viditelného záření. Tyto výboje znázorněné v části *b* se projevují šuměním, syčením a prskáním a nazýváme je temným Townsendovým výbojem. Oblast *c* je charakteristická pro korónu. Výboj znázorněný v oblasti *d* se nazývá normální doutnavý výboj. Při tomto výboji je energie a hustota proudu nízká, a katoda i plyn v trubici zůstávají

chladné. Výboj s parametry příslušejícími části e křivky se nazývá anomálním elektrickým výbojem. Je charakterizován vyššími proudovými hustotami a vyšší teplotou katody. Townsendův a doutnavý výboj probíhají většinou ve zředěných plynech a tlacích desetin procent atmosférického tlaku. Při proudech větších než kA v oblasti f probíhá jiskrový výboj. Zapaluje se při silném elektrickém poli o intenzitě $E \sim 10^6$ V/m. Jiskrový kanál má vysokou vodivost a po propojení obou elektrod se snižuje napětí mezi elektrodami na $10 \div 100$ V. Je-li proudový zdroj dostatečně silný, odpovídají parametry výboje části g a výboj se nazývá obloukový.

3.2. Townsendova teorie samostatného výboje

Podmínkou samostatného výboje je přítomnost dostatečně silného elektrického pole pro:

- urychlení volných elektronů na energie, kdy jsou schopny ionizovat atomy nebo molekuly (objemová ionizace).
- urychlení iontů u katody tak, aby bombardováním katody ionty se uvolňovaly elektrony (povrchová ionizace, emise).

Každý volný elektron v elektrickém poli mezi dvěma srážkami proběhne střední volnou dráhu $\bar{\lambda}$, získá kinetickou energii E_k a sráží se s atomem nebo molekulou a tuto energii jim předává

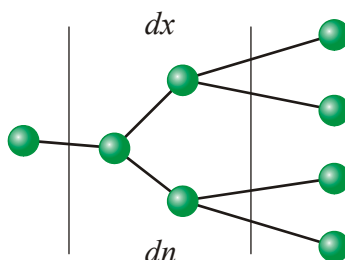
$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 \geq A_i \left(1 + \frac{m}{M}\right) \quad (3.2.1)$$

kde A_i je ionizační energie. Výstupní práce souvisí s ionizačním potenciálem φ_i

$$A_i = e\varphi_i$$

Člen m/M v rovnici (3.2.1) vyplývá ze zákona zachování hybnosti.

Seznámíme se s Townsendovými úvahami umožňujícími stanovit podmínky pro samostatný výboj. Necht' z katody vyletí elektron. Je urychlován elektrickým polem a naráží do atomů nebo molekul. Ve vrstvě šířky dx (viz Obr. 8) vyrazí dn nových elektronů



Obr. 8: Schéma ionizace při elektrickém výboji.

příčemž

$$dn = \alpha n dx \quad (3.2.2)$$

kde α je koeficient objemové ionizace, tzv. první Townsendův koeficient. Rovnici (3.2.2) lze integrovat na tvar

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

Označíme-li vzdálenost elektrod d , vytvoří každý elektron ($n_0=1$) n nových elektronů, které dopadají na anodu, tj.

$$n = n_0 e^{\alpha d}$$

Stejný počet iontů dopadá na katodu a s účinností γ vyřadí elektrony druhé generace. Koeficient γ je koeficient emise, 2. Townsendův koeficient. Počet elektronů v druhé generaci je potom

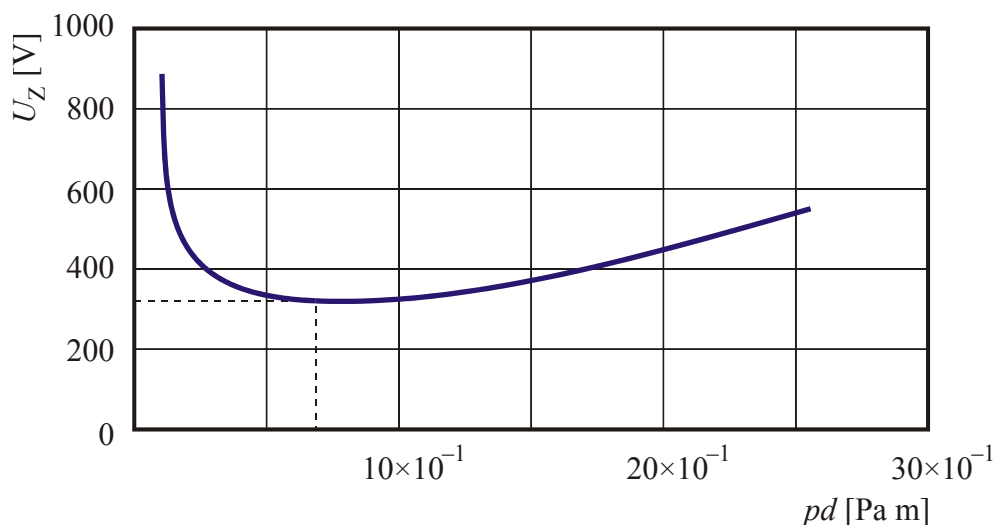
$$n = n_0 (e^{\alpha d} - 1)\gamma$$

Je zřejmé, že je možné formulovat podmínku pro existenci samostatného výboje ve tvaru:

$$n_0(e^{\alpha d} - 1)\gamma \geq n_0 \quad \Rightarrow \quad (e^{\alpha d} - 1)\gamma \geq 1.$$

3.3. Paschenův zákon

Charakterizuje průbojové podmínky. Je to experimentálně určená závislost zápalného napětí U_z na tlaku plynu p a vzdálenosti elektrod d . Při atmosférickém tlaku a vzdálenosti $d = 1$ mm je průbojové napětí ve vzduchu asi 1 kV. Nejmenší průbojové napětí ~ 300 V odpovídá tlaku 1 torru a vzdálenosti elektrod 1 cm. Paschenova křivka pro vzduchové prostředí je znázorněna na následujícím Obr. 9:



Obr. 9: Paschenova křivka pro vzduch.

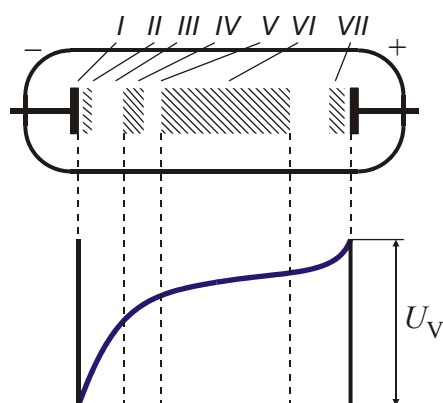
3.4. Doutnavý výboj

Doutnavý výboj se realizuje většinou při nízkých tlacích ~ 10 Pa. Výbojky jsou skleněné trubice délky kolem metru. Zápalné napětí má hodnotu několika stovek voltů. Typické součásti doutnavého výboje a průběh potenciálu jsou znázorněny na Obr. 10:

- I. katodový temný prostor, oblast urychlení elektronů směrem k anodě a iontů ke katodě,
- II. katodové (záporné) světlo, prostor kde dochází k ionizaci a záření iontů,

- III. Crookesův tmavý katodový prostor, kde dochází k urychlení elektronů,
- IV. prostor doutnavého katodového světla, kde elektrony ztrácejí část své energie ionizačními a excitačními srážkami,
- V. Faradayův temný prostor, oblast kde elektrony a ionty rekombinují,
- VI. kladný světelný sloupec, prostor kde svítí převážně neutrální molekuly a atomy a nabitě částice unikají ke stěně kde rekombinují (ambipolární difúzí),
- VII. anodové doutnavé světlo.

Pro světelné efekty se využívá katodový sloupec, který obvykle vyplňuje prostor celé trubice. U zářivek se využívá ambipolární difúze k fluorescenci na vnitřním povlaku trubice. Doutnavý výboj se může realizovat ve dvou režimech. Při normálním výboji je proudová hustota nízká a nezávisí na proudu. Při růstu proudu se plocha využitě katody rozšiřuje. Při anomálním výboji roste proudová hustota s proudem a dochází k zahřátí katody.



Obr. 10: Doutnavý výboj, jeho hlavní části a průběh potenciálu.

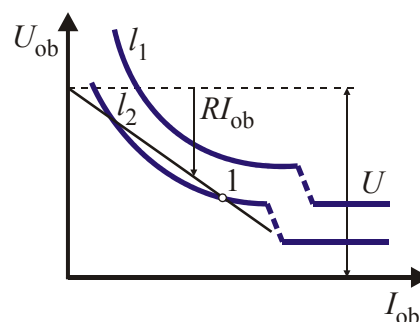
V katodovém sloupci je např. při tlaku rtuti 8 Pa koncentrace elektronů a iontů 10^{19} cm^{-3} a koncentrace neutrálních atomů 200 krát vyšší $\sim 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

Doutnavý výboj se vyznačuje výraznou nerovnováhou, kdy teplota elektronů dosahuje $1.5 \div 7 \text{ eV}$, což je $15000 \div 80000 \text{ K}$ a teplota iontů a neutrální je pokojová, 300 K .

Při vyšších atmosférických tlacích samostatné elektrické výboje probíhají při vyšších energiích a setkáváme se s obloukem, jiskrou a korunou.

3.5. Obloukový výboj

Obloukový výboj se od doutnavého výboje liší vysokou proudovou hustotou, nižším provozním napětím (desítky voltů) a rozžhavenou katodou, kdy dochází k termoemisi elektronů. Všechny elementární procesy probíhají intenzivněji při podstatně vyšších energiích než u doutnavého výboje. Schématické znázornění obloukového výboje je na Obr. 11.



Obr. 11: Znázornění obloukového výboje.

Rozžhavená katodová skvrna nemá stálou polohu a putuje po povrchu katody. Anodový kráter je silným zdrojem emitujících iontů a z tohoto důvodu při výboji anoda ubývá. Oblouk má zajímavou vlastnost, že při rostoucím proudu roste teplota a klesá odpor v důsledku vyšší vodivosti plazmatu. Voltamperová charakteristika má klesající průběh. Do obvodu oblouku se zařazuje vnější stabilizační proměnný odpor. Dolní z průsečíků přímků určené zatěžovacím odporem a voltamperovou křivkou oblouku je stabilní, je pracovním bodem a druhý je nestabilní. Podrobnější popis oblouku je v [5].

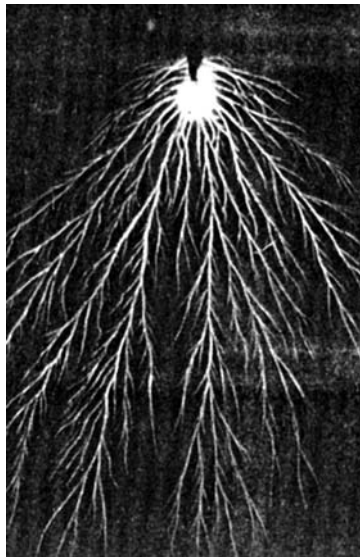
3.6. Koronový výboj

Koronový výboj se vytváří v silném a silně nehomogenním elektrickém poli, hoří v okolí hrotů a vodičů vysokého napětí. Ionizační procesy probíhají v malém objemu (tzv. koronálním objemu). Ve větší vzdálenosti od centra korony má výboj charakter temné oblasti a projevuje se pouze prskáním a syčením. Proud vedou kladné a záporné ionty. Korona může být katodová (záporná) nebo anodová (kladná). Celkový proud korunou bývá malý a je určen odporem temné oblasti.

Charakteristické pro formu výboje jsou krátkodobě svítící rozvětvené kanálky (Obr. 12). Zápalné napětí korony závisí na špičatosti ostří. Korona se vytváří při stejnosměrném napětí na elektrodách, ale může hořet i při vysokofrekvenčním výboji. Při koruně dochází k rozkladu plynů a generaci ozónu.

Ztráty na vedení vysokého napětí způsobené koronálním vyzařováním jsou např. u 200 kV vedení při slunečním počasí 0.1 kW/km a ve vlhku 0.7 kW/km.

Koronového výboje se používá k ovlivnění plazmochemických reakcí, rozkladu SO_2 a SO_3 , bifenylnů a k čištění vody. Podrobnější popis koronového výboje je v [5].



Obr. 12: Fotografie koróny.

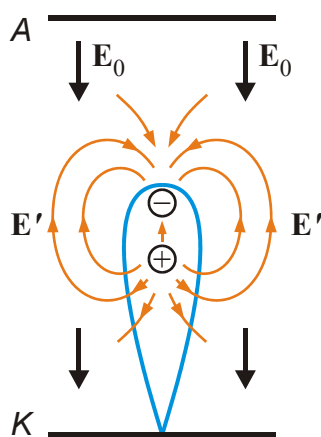
II. JISKROVÉ VÝBOJE

4. Fáze jiskrového výboje

Jiskra v porovnání s doutnavým výbojem přenáší velký proud $kA \div MA$ menším průřezem $\sim mm^2$ a od oblouku se liší krátkým časem trvání $10^{-7} \div 10^{-3}$ s. Projevuje se v široké škále forem umělých, jako jiskry praskající při manipulaci s umělými tkaninami po silné zdroje rentgenového záření a forem přirozených jako koróna, blesk, sluneční erupce a jety jader galaxií a quasarů. Jiskru formují rychlé, dynamické, intenzivní a nestacionární energetické přeměny a provázejí ji intenzivní světelné a akustické projevy. Většinou probíhá při atmosférickém tlaku, ale realizuje se i ve vakuu (vakuová jiskra) a při vysokých tlacích. Vývoj jiskry lze rozdělit do několika výrazných vývojových fází: lavina, strimer, (lider), zpětná vlna, jiskrový kanál a rozpad. Průboj při atmosférickém tlaku vyžaduje elektrické pole o intenzitě alespoň 10^6 V/m. Výboj nemá celoobjemový townsendovský charakter a začíná rozvojem náhodně vznikajících malých lavin volných elektronů.

4.1. Lavina

Jiskra začíná lavinovitým nárůstem volných elektronů a rozvojem elektronových, případně elektron-fotonových lavin. Vnější pole E_0 je dostatečně silné pro urychlení elektronů na ionizační energii. Elektron během svého urychlování vytváří větší počet iontů a jsou splněny podmínky pro lavinový nárůst pohyblivých elektronů v čele laviny šířící se k anodě. Nárůst je usnadněn tím, že v čele laviny a na její zádí se formuje elektrické pole s dvojnásobnou intenzitou původní hodnoty způsobenou dipólovým charakterem laviny, viz Obr. 13:



Obr. 13: Schématický obrázek laviny a okolního dipólového elektrického pole.

Elektrony nesou záporný náboj a nepohyblivé ionty v zádí jsou nositeli kladného náboje. Lavina má průměr čela $1 \div 2$ mm a délku kolem 1 cm. Horní mez koncentrace elektronů v lavině je určena Coulombovými odpudivými silami.

Koncentraci neutrálních částic n v atmosféře lze odhadnout z Avogadrova čísla a objemu 1 molu vzduchu za normálních podmínek 760 torrů a $0^\circ C$:

$$n = \frac{\text{Avog. číslo}}{\text{objem 1 molu}} = \frac{6 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{22.4 \times 10^{-3} \text{ mol}^{-1}} = 3 \times 10^{25} \text{ částic v m}^3 .$$

Střední vzdálenost částic λ_a vypočteme jako převrácenou hodnotu třetí odmocniny koncentrace částic

$$\lambda_a = \frac{1}{\sqrt[3]{n}} = 3 \times 10^{-9} \text{ [m]} .$$

Rychlost elektronů v čele laviny může být odhadnuta z velikosti ionizační energie atomu kyslíku nebo dusíku $W_i \approx 13 \text{ eV}$, neboť elektron tuto energii musí získat.

$$\frac{1}{2} m v^2 = W_i \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2W_i}{m}} \approx 2 \times 10^6 \text{ [ms}^{-1}] .$$

kde m je hmotnost elektronů. Tato rychlost odpovídá dvojnásobku experimentálně pozorované rychlosti šíření elektronové laviny.

Horní mez pro koncentraci volných elektronů určíme z rovnosti energie odpudivé Coulombovy síly vyvolané polem laviny E a kinetické energie elektronů v lavině:

$$\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{\rho v^2}{2} ,$$

Hledaná koncentrace elektronů je podle vztahu $\rho = m n_e$, $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$:

$$n_e = \frac{\varepsilon E^2}{m v^2} \approx 2.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} ,$$

což je o 7 řádů méně než hustota atomů v atmosféře.

Celkový počet elektronů v lavině N můžeme určit ze známých rozměrů čela laviny. Intenzita pole E na povrchu koule $E = \frac{\sigma}{\varepsilon}$ umožní odhad celkového náboje Q čela laviny:

$$Q = \sigma \pi r^2$$

a celkového počtu elektronů v čele laviny:

$$N = \frac{Q}{e} = \frac{\sigma \pi r^2}{e} = \frac{\varepsilon E \pi r^2}{e} \approx 5 \times 10^8 .$$

Elektrický proud tekoucí lavinou je:

$$I = N e v \approx 8 \times 10^{-5}$$

a odpovídající proudová hustota

$$j = n e v = 4 \times 10^5 \text{ Am}^{-2} .$$

Snadno lze odhadnout i hustotu kinetické energie

$$w_k = \frac{1}{2} m n v^2 \approx 2 \text{ Jm}^{-3}$$

a porovnat ji s hustotou energie neutrálních atomů při pokojové teplotě:

$$w_a = nkT = 10^5 \text{ Jm}^{-3}.$$

Boltzmanova konstanta $k = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$. Odtud je zřejmé, že elektrony urychlené v čele laviny nemohou ohřát zbytek plynu. Lavina elektronů je „řidká a studená“.

Kinetiku procesů v lavině odhadneme výpočtem srážkové frekvence a střední volné dráhy. Průměr molekuly O_2 a N_2 je přibližně $3 \times 10^{-10} \text{ m}$ a účinný průřez srážky s volným elektronem je tedy

$$\sigma = \pi d^2 = 3 \times 10^{-19} \text{ m}^{-2},$$

Označíme-li n_a koncentraci molekul, potom je srážková frekvence

$$f = \sigma v n_a = 6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

a střední volná dráha

$$\lambda = \frac{v}{f} \approx 2 \times 10^{-6} \text{ m}. \quad (4.1.1)$$

Ze zrychlení

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}.$$

lze spočítat, na jaké dráze získá elektron rychlost potřebnou pro ionizaci:

$$s = \frac{1}{2} a t^2 = \frac{v^2}{2a} = \frac{v^2 m}{2eE} = \frac{4 \times 10^{12} \cdot 10^{-30}}{2 \cdot 1.6 \times 10^{-19} \cdot 2 \times 10^6} \approx 6 \times 10^{-6} \text{ m}.$$

Intenzitu difúze lze odhadnout z rozměrů laviny a její délky. Přírůstek elektronů v lavině dN_e je možné vyjádřit výrazem

$$dN_e = \alpha N_e dx,$$

kde α je koeficient zesílení počtu volných elektronů. Pro $N_e \sim 10^8$ a $x \sim 10^{-2} \text{ m}$ je

$$\alpha = \frac{\ln N_e}{x} = \frac{\ln 10^{19}}{10^{-2}} = \frac{19 \times 2.3}{10^{-2}} \approx 5 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$$

a střední dráha potřebná pro ionizaci je

$$\lambda_i = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{5 \times 10^3} = 2 \times 10^{-4} \text{ m}.$$

Porovnáme-li ji se střední volnou drahou elektronu $2 \times 10^{-6} \text{ m}$ (4.1.1) je zřejmé, že asi každá stá srážka je ionizační.

Odtud je patrné, že lavina elektronů je řídká (je v ní ionizována pouze 1 milióntina částic) a studená, tedy nárazy nestačí zahřát neutrální atomy nad pokojovou teplotu a teprve každá stá srážka je ionizační.

4.2. Strimer

Elektronová lavina má několik možností dalšího vývoje. Buď se čelo rozšíří Coulombovým odpuzováním, poklesne hustota energie a lavina zhasne, nebo se připojí k jiné lavině, nebo se začne protahovat a spojovat s lavinami na čele a na zádi a vytváří dlouhý kanálek, který se nazývá strimer. Největší pravděpodobnost rozvoje mají strimery u elektrod, častěji u anody, někdy i v mezielektrodevém prostoru. Na povrchu elektrod se vytváří silné nehomogenity elektrického pole v důsledku nerovnosti povrchu. Příklad šíření anodového a katodového strimeru je znázorněn na Obr. 14.

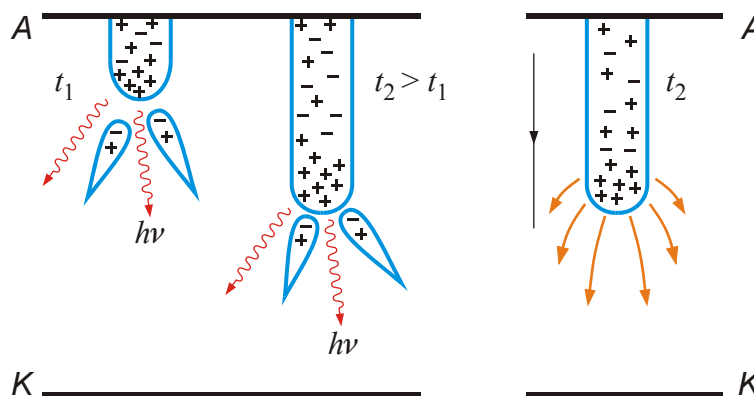
Velikost odporu mezi elektrodou a strimerem není zcela jasná, návaznost se děje nestabilními „košťaty“ průbojových kanálků.

Kritéria pro vznik strimeru z laviny uvádí Loeb [8]: $n_e \geq 7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ a Meek [6]: $\alpha_d \geq 18 \div 20 \text{ m}^{-1}$.

Strimer se šíří mezi oběma elektrodami jako lavina rychlostí $v = 10^5 \div 10^6 \text{ ms}^{-1}$, má poloměr $\sim 10^{-3} \text{ m}$ a koncentraci elektronů 10^{18} m^{-3} a protéká jím proud $10^{-4} \div 10^{-2} \text{ A}$.

Při kratších vzdálenostech menších než 50 m strimer propojí obě elektrody. Průbojové napětí mezi elektrodami není dáno, jak by se zdálo, prostým součinem intenzity pole 10^6 V/m a vzdálenosti. Můžeme je snížit nehomogenitami pole (ostrá špička elektrody) a jelikož na čele strimeru se pole může zesílit vlastním polem strimeru je pro vzdálenost elektrod 1 m třeba pole $E \approx 10^6 \text{ V/m}$, pro 10 m pole $E \approx 10^5 \text{ V/m}$ a pro 30 m již jen pole $E \approx 10^3 \text{ V/m}$.

Při průbojové dráze větší než 50 m (při atmosférickém tlaku) se formuje na průbojové dráze fáze *lideru*.

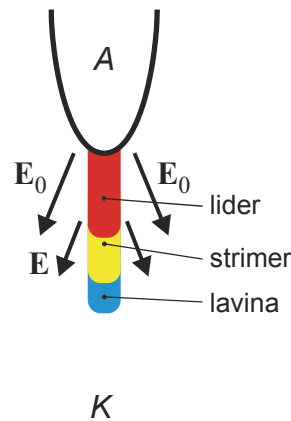


Obr. 14: Schéma šíření strimerového kanálu.

4.3. Liderový mechanismus

Strimer je poměrně úzký (1 mm), chladný a má malou vodivost. Potenciální úbytek podél jeho dráhy je značný. U delších průbojových drah strimer přerůstá do vodivějšího kanálu tzv. lideru s malou změnou potenciálu. Návaznost lideru na elektrodu je bez přechodového odporu. V čele lideru se šíří strimer.

Lider má průměr asi 1 cm, protéká jím proud stovek ampérů při $E \approx 10^4$ V/m, jeho vodivost je $\gamma \approx 10^4 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$, teplota $(2 \div 4) \times 10^3$ K a elektronová koncentrace 10^{20} m^{-3} . Tyto parametry ještě nestačí na samoionizaci uvnitř lideru. Také lider je řídký a chladný. Do kanálu se při fázi lideru přivádí elektrický náboj příslušné elektrody. Schéma lideru je na Obr. 15:



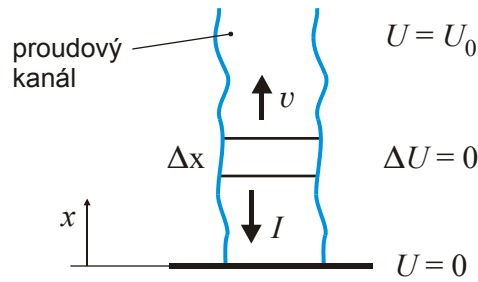
Obr. 15: Schéma lideru.

Na lider se napojují boční strimery a laviny. Lidery se mohou šířit i od obou elektrod současně. V místě, kde dochází ke konečnému propojení lideru a elektrod, se vytváří vysoký potenciálový rozdíl. Prudce narůstá proud a uvolňuje se velké množství Jouleova tepla, které způsobuje silnou ionizaci plazmatu ve vlastním kanále a v plynu kolem. Současně rychle roste vodivost. Potenciálový rozdíl spojený s mocným uvolněním energie nezůstane lokalizován na stejném místě, ale přesouvá se ve formě rychlé vlny směrem ke druhé elektrodě. Tato fáze se nazývá *zpětná vlna*.

4.4. Zpětná vlna

Zpětná vlna se šíří z místa konečného propojení lideru podél lideru k opačné elektrodě a zanechává za sebou silně vodivý kanál, kterým se převádí náboj lokalizovaný v liderovém kanálu k příslušné elektrodě.

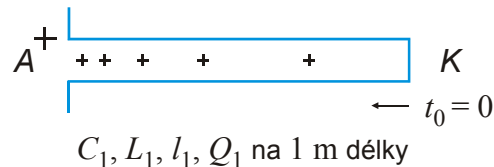
Mechanismus zpětné vlny je znázorněn na Obr. 16:



Obr. 16: Mechanismus zpětné vlny.

Lider představuje část obvodu charakterizovanou elektrickými parametry vztaženými na jednotkovou délku: kapacitu C_1 , indukčnost L_1 , odpor R_1 a náboj Q_1 .

Dynamiku elektrických parametrů lze znázornit následovně (Obr. 17):



Obr. 17: Elektrické parametry průboje při pohybu zpětné vlny.

Napětí splňuje podmínku

$$\Delta U + L \frac{\Delta I}{\Delta t} + RI = 0 = \Delta U + L_1 \Delta x \frac{\Delta I}{\Delta t} + R_1 \Delta x I$$

Při malém odporu lze pro prostorový spád napětí psát:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + L_1 \frac{\partial I}{\partial t} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial U}{\partial x} = -L_1 \frac{\partial I}{\partial t}.$$

Obdobně můžeme pro prostorový spád proudu nalézt

$$\Delta I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\frac{\Delta C \Delta U}{\Delta t} = -\frac{C_1 \Delta x \Delta U}{\Delta t} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial I}{\partial x} = -C_1 \frac{\partial U}{\partial t}.$$

Kombinací obou vztahů získáme vlnovou rovnici:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - L_1 C_1 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0,$$

a rychlost vlny

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

Rychlost šíření v je podle měření $\sim 10^7 \div 10^8 \text{ ms}^{-1}$ ($\sim 0.1 \text{ c}$), je fázovou rychlostí a není spojena s přenosem energie. Se zpětnou vlnou se pohybuje napěťový skok spojený s růstem proudu, rychlým uvolněním intenzivního Jouleova tepla produkovaného proudem v rozšiřujícím se proudovém kanále. Vytváří se vodivý jiskrový kanál v němž je náboj

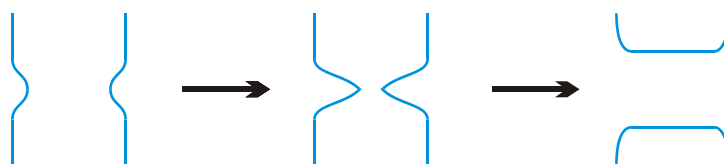
přenášen balíkem elektronů. Radiální rozšiřování probíhá nadzvukovou rychlostí a generuje se při něm rázová vlna spojená se zvukovým efektem.

4.5. Jiskrový kanál a jeho nestability

Jiskrový kanál přenáší kiloampérové až megaampérové proudy, má teplotu $\sim 20\,000 \div 30\,000$ K, koncentraci částic $10^{24} \div 10^{26} \text{ m}^{-3}$ a průměr od 1 mm u malých jisker po desítky cm u bleskového kanálu. Vlastní kanál se rozšiřuje tepelným tlakem a je smršťován magnetickým tlakem vlastního magnetického pole procházejícího proudu, tzv. magnetickým pinčem. Jiskrový kanál není stabilní a rozpadá se rozvojem nestabilit.

Nestability způsobují rozpad jiskrového kanálu především v místě napojení na elektrody. Přenos náboje mezi kanálem a elektrodou se děje řadou nestabilních vláken. Na elektrodě zanechávají mikrokrátery o průměru několika mikronů.

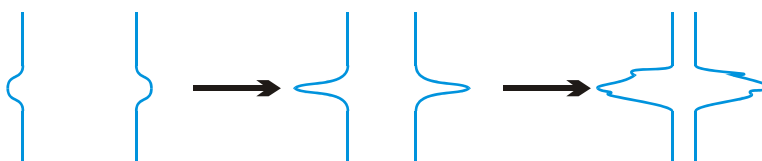
Uvedeme některé základní typy nestabilit (Obr. 18, 19, 20).



Obr. 18: Žlábková nestabilita.



Obr. 19: Hadí nestabilita.



Obr. 20: Magnetohydrodynamická nestabilita.

4.6. Rovnovážený jiskrový kanál

Prochází-li proud stlačitelnou tekutinou s válcovou symetrií podél osy symetrie, působí na jednotku objemu Ampérova síla

$$\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

ve směru k ose. V případě, že magnetický tlak $B^2/2\mu$ převyšuje tepelný tlak plazmatu $\sum nkT$, dochází ke kompresi, implozi, proudového kanálu (z-pinči). Podmínkou pinčového jevu je dostatečně krátký čas komprese, kratší než je doba difúze magnetického pole. Při vyrovnání magnetického a tepelného tlaku (tzv. rovnovážný pinč) platí rovnost:

$$\frac{B^2}{2\mu} = \sum nkT \quad . \quad (4.6.1)$$

Při krátkých časech existence pinčových jevů $\sim \mu\text{s}$ se uplatňuje tzv. skin efekt, kdy proud protéká pouze povrchovou vrstvou. V tomto případě lze magnetické pole v místě poloměru r vyjádřit výrazem:

$$B = \frac{\mu I}{2\pi r} \quad .$$

Velmi často se setkáváme s případy jednonásobně ionizovaného plazmatu, kde $n_i = n_e$ a teplota elektronů T_e je stejná jako teplota iontů T_i a rovnost (4.6.1) je možné upravit:

$$\frac{\mu I^2}{4\pi^2 r^2} = 2n_e k T_e \quad .$$

Magnetickými pinči protékají proudy v rozsahu 10 kA ÷ 10 MA, poloměr kanálu je několik mm a výsledné maximální tlaky 10^{13} Pa představují nejvyšší možné tlaky dosažitelné v laboratořích. Magnetická pole mají velikost od T do kT. Magnetické pinče jsou jakýmsi prostorovým a časovým koncentrátorem energie a lze jimi připravit efektivně plazma s vysokou hustotou energie.

Teplotu sloupce můžeme určit z energetické bilance poměrně snadno, poněvadž energetickým zdrojem je Jouleovo teplo uvolněné procházejícím proudem. Za jednotku času se uvolní energie:

$$\frac{\Delta W_J}{\Delta t} = I^2 R = I^2 \frac{l}{S\gamma} \quad ,$$

kde γ je vodivost plazmatu, R odpor, l délka a S průřez sloupce.

Odvod tepla se děje zářením. Při vysokých hustotách může magnetický pinč vyzařovat energii jako černé těleso. Pro výpočet vyzářené energie můžeme použít Stefanova-Boltzmannova zákona a výkon vyzářený jednotkovou plochou povrchu (intenzita) je

$$H = \sigma T^4 \quad ,$$

kde $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ je Stefanova - Boltzmanova konstanta.

4.7. Vývoj jiskrového kanálu

Vlastní formování a rozpad proudového kanálu je komplikovanější. Magnetický pinč je spojen s exotickými vlastnostmi a generují se při něm vysoce energetické elektrony a ionty

a netepelné rentgenové záření. Ucelená kvalitativní teorie vysvětlující následnost jednotlivých fází vychází z hypotézy vzniku axiálního magnetického pole B_z . Charakter globálního vývoje je patrný ze šlírových obrázků pinče vzniklého smrštěním plynného válcového sloupce [9]. Při implozi plazmatu může podélné magnetické pole vznikat v důsledku nehomogenit hustoty, elektrického proudu a magnetického pole. Zdá se, že orientace spirály může být jak pravotočivá tak levotočivá. Urychlení plazmatu magnetickou Ampérovou silou představuje přeměnu magnetické energie v kinetickou a částečně v energii magnetickou stlačovaného magnetického pole B_z . Ve fázi maximální komprese, kdy má stlačený sloupec nejmenší poloměr, se všechna kinetická energie přemění částečně na teplo a částečně na stlačení podélného magnetického pole. Energetická bilance v tomto okamžiku může být vyjádřena jednoduše za předpokladu, že proud protéká válcovým povrchem stlačeného sloupce. Tento předpoklad je v důsledku skin efektu zcela reálný.

$$\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B_\phi^2}{2\mu} = \sum n_\alpha k T_\alpha + \frac{B_z^2}{2\mu} .$$

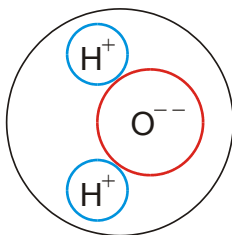
Helicita (stoupání spirály) není, jak ukazují experimenty, konstantní podél délky pinče. Pravidelně se podél délky pinče střídají místa s menší (větší) helicitou a projevují se užším (širším) průměrem pinčového sloupce. Užší místa se nazývají *necks* (hrdla) a širší *nodes* (kolena). Stabilita této konfigurace je časově omezená a trvá několik desítek nanosekund. V některých pinčích lze pozorovat pulzování, to je zvětšení a opětné zmenšení průměru. Vlastní rozpad sloupce začíná zúžením hrdla a vývrhem plazmatu do sousedních *nodů*. Hrdlo se přemění na tenké vlákno a současně se emituje netepelné rentgenové záření z center *nodů*. Po několika dalších nanosekundách se vlákno rozpadá. Zároveň se zúžením *necků* se pozoruje expanze *nodů*. Emise rentgenového záření je pravděpodobně generována energetickými elektrony urychlenými indukovaním elektrického pole v pinčujících hrdlech. Tato hypotéza se zdá reálnější než představa růstu rezistivity plazmatu, při níž by se také zvýšila intenzita elektrického pole. Elektrické pole může být vytvořeno změnou poloměru válce a změnou topologie magnetického pole při přeměně B_z a B_ϕ . Po emisi netepelného rentgenového záření a rozpadu sloupce ve pozoruje vznik kompaktních a stabilních kulových struktur s vysokou hustotou energie.

5. Bleskové výboje

5.1. Blesk

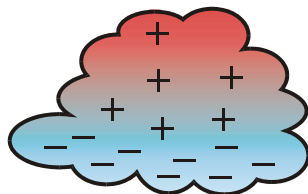
Na povrchu Země je elektrické pole s intenzitou $E = 100 \text{ V/m}$ orientováno tak, že Země má záporný náboj a ionosféra je nositelem kladného náboje. Toto elektrické pole je indukováno difundujícím zemským magnetickým polem. Napětí mezi ionosférou ve výši 50 km a povrchem Země je asi 10^6 V . Iontové páry vytvářené v atmosféře kosmickým zářením a radioaktivitou zemského pláště v tomto poli vytvářejí tok záporných iontů o intenzitě 1 800 A proudové hustotě 10 pikoampérů na metr čtvereční. Tento proud by přenesením náboje zemské elektrické pole E brzy vykompenzoval, kdyby nebylo přirozené zpětné cesty pro přenos záporného náboje zpět na Zem a tou jsou bleskové výboje.

V ovzduší putují záporné náboje ve formě iontů vzhůru. Záporné ionty vznikají připojením volných elektronů na některé molekuly, např. H_2O . Ve výšce je nižší teplota a vodní pára kondenzuje. Molekula vody má dipólový charakter elektrického pole neboť elektrony vodíku jsou posunuty směrem k jádru kyslíku. Na straně vodíku je náboj $+$ a u kyslíkového atomu $-$ (viz obrázek 21):



Obr. 21: Rozdělení nábojů v molekule vody.

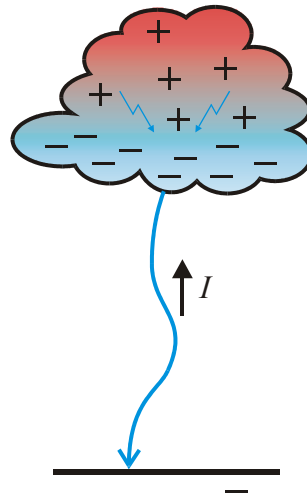
Při kondenzaci vodní páry se tvoří kapičky s makroskopickou elektrickou strukturou na povrchu ve formě dvojvrstvy s vnějším kladným nábojem. To je příčinou připojování záporných nábojů. Vodní kapičky gravitační tíhou klesají dolů a jejich záporný náboj je elektrostaticky váže k horní části mraku, kde se kumuluje kladný náboj. V mracích se vytváří následné rozložení nábojů a elektrických polí (Obr. 22):



Obr. 22: Rozložení náboje v bouřkovém mraku.

Vodní kapky v dolní části mraku jsou gravitačně přitahovány k Zemi a elektrostaticky vzhůru. V dolní části mraku se shromažďuje záporný náboj s vysokou koncentrací, převyšující koncentraci záporného náboje na Zemi. Mezi spodní částí vysokého bouřkového mraku a povrchem tak vzniká silné elektrické pole E_Z opačné přirozenému poli E_0 . Ve vlastním

bouřkovém mraku se separuje ~ 50 C náboj a vytváří pole, která mohou dosáhnout průbojových hodnot. Při jejich dosažení se většinou od spodní části mraku začíná šířit směrem k Zemi strimer rychlostí $\sim 10^6$ ms⁻¹. Po 50 μ s uběhne dráhu asi 50 m a na několik desítek mikrosekund se zastaví. Pole v čele strimeru je v této chvíli oslabeno velkým potenciálovým spádem podél jeho délky. Strimer se začne přeměňovat na jasnější lider do něho se nasává záporný náboj z mraku, pole v čele strimeru se zesílí a dráha strimeru se opět prodlouží o dalších 50 m. Tento proces se opakuje až do připojení strimeru ke strimeru vstřícnému, šířícímu se od zemského povrchu. Lider se šíří rychlostí kolem 10^5 ms⁻¹, rychlost zpětné vlny je $10^7 \div 10^8$ ms⁻¹. Následně se vytváří jiskrový kanál. Výboj trvá stovky mikrosekund, kanálem se přenese náboj ~ 10 C a potom dochází k rozpadu. Odvedený náboj vytvoří na spodní části mraku kladný potenciál, který je bezprostředně kompenzován vnitřními blesky z ostatních částí mraku, přivede se nový záporný náboj během ~ 100 μ s a od mraku se šíří k Zemi další blesk, tentokrát bez strimerového a liderového mechanismu, neboť relaxační procesy v původním jiskrovém kanále jsou pomalejší a nový jiskrový kanál se zformuje velice rychle v místě původního kanálu. Celý postup se může opakovat i 10x. Většinou proběhnou 2 ÷ 3 průboje.



Obr. 23: Schematický přenos náboje v mraku při bleskovém výboji.

5.2. Kulový blesk

Kulový blesk je exotická fyzikální záhada. Pokud by to měla být žhavá plazmatická koule, měla by svítit asi 1 μ s. Kulový blesk má dobu života i desítky sekund, což je o 7 řádů více. Uvnitř probíhá zatím záhadný mechanismus. Navzdory intenzivní snaze se jej zatím nepodařilo realizovat uměle v laboratoři.

Kulový blesk je realita. Údaje z kterých vycházíme jsou odvozeny ze statistických údajů souboru asi 1 000 svědectví provedených v Rusku a v Japonsku.

Kulový blesk má většinou kulovitý tvar se středním průměrem 20 cm a dobou života $10 \div 20$ s. Rychlost jeho pohybu je v rozmezí $0.1 \div 10$ ms⁻¹. Vzniká a vyskytuje se většinou při letních bouřkách (70 %). Zajímavé jsou japonské údaje vzniku při jasném počasí, ale 80 % vlhkosti. Většina kulových blesků se pozoruje v místnostech, na ulicích nebo v blízkosti

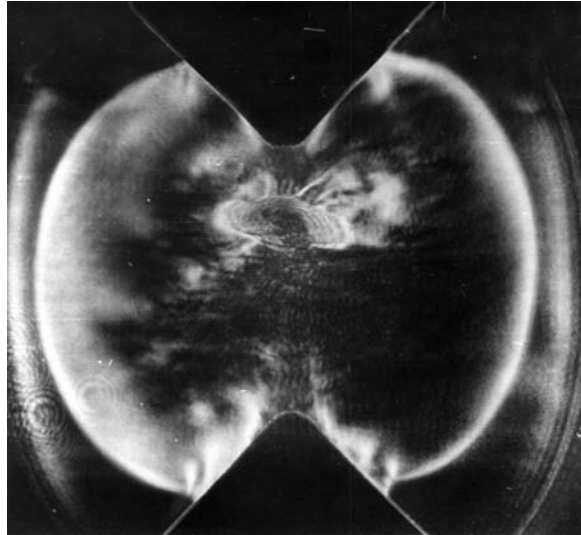
obydli a jen výjimečně ve volné přírodě. V 50 % pozorování se koule pozoruje blíže než 5 m od pozorovatele. Statisticky se kulový blesk vyskytuje na zeměkouli $1 \times$ za hodinu a ze 2 000 lidí jej pozoruje během svého života jeden. 50 % kulových blesků se rozpadá výbuchem, 40 % pomalu se syčením a 10 % se rozpadá na pozorovatelné části. Vnitřní energie je \sim kJ, výkon $50 \div 100$ W, světelný tok 1 500 lumenů. Předpokládaná teplota odpovídá teplotě vlákna svítící žárovky $1\,500 \div 2\,000$ K. Zřejmě nezáří celý objem ale větší počet malých částí s celkovým nepatrným zlomkem objemu. Barva kulového blesku je většinou bílá nebo žlutá (24 %), ale také červená (18 %), oranžová (14 %) a modrá (12 %).

Zdrojem záření blesku není ideální plazma neboť doba života iontů je ($10^{-3} \div 10^{-4}$) s, ani se nejedná o excitované stavy ($10^{-2} \div 10^{-3}$) s u kyslíku. Elektrostatická energie odvozená z hodnot elektrického pole při bleskovém výboji $E \sim 10^6$ V/m je nepatrná v porovnání s pozorovanou. Většina teorií se shoduje v názoru, že kulový blesk má podstatu aerosolového fraktálního klasteru, který se tvoří v silném elektrickém poli z kyslíčků kovů a ozónu O_3 ve formě tenkých vláken s poloměrem ~ 10 μ m s neceločíselnou dimenzí 1,7. V kulovém blesku by mohlo vlákno hořet chemickou reakcí po dobu několika sekund. Experimenty i současné hypotézy jsou stále v počátečním stadiu výzkumu.

5.3. Hypotéza kulového blesku s magnetickým udržením

Některé pozorované vlastnosti kulových blesků model aerosolového fraktálního klasteru nevysvětlí. Je to např. porušený příjem radiových vln způsobený přítomností kulového blesku nebo často pozorované silné mechanické destrukce svědčící o dynamické struktuře a kumulace poměrně velké vnitřní energie, větší než může poskytnout chemický zdroj. Také vláknitá struktura klasteru nevysvětlí dynamickou pružnost povrchu. Reálnější se zdá hypotéza magnetického udržení vírového útvaru neideálního plazmatu, kde konfigurace silných proudů a jejich magnetických polí by mohla vytvořit útvar s kompaktním magnetickým udržením.

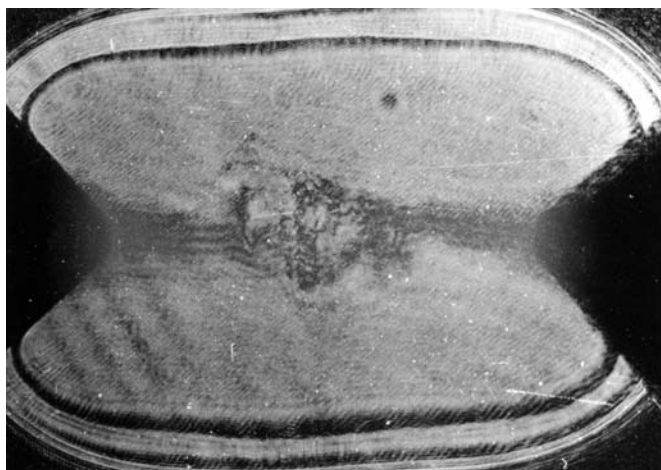
Způsob, jak hledat tento mechanismus kulového blesku ukazují experimenty provedené na katedře fyziky FEL ČVUT v kónické konfiguraci elektrod, kdy vstříčné trysky generují kompaktní plazmoid (Obr. 24).



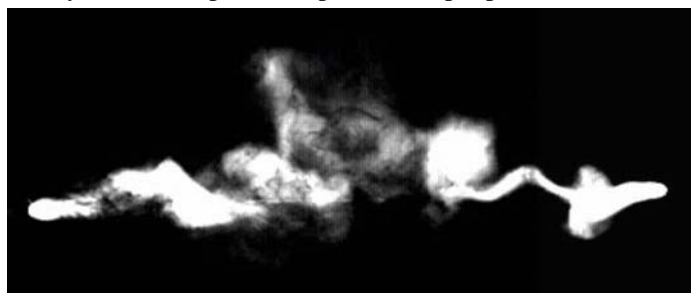
Obr. 24: Plazmoid vytvořený mezi kónickými elektrodami proudem 60 kA v argonové náplni.

V náplni vzduchu nebo dusíku se mezi elektrodami vytváří útvar analogický květákové hlávce a v argonové náplni se vytváří kompaktní útvar který narůstá po dobu asi 1 μs a končí svou existenci prudkou explozí. Velikost těchto plazmoidů je několik mm, koncentrace 10^{25} m^{-3} , generují se proudy několika desítek kA a magnetická pole $\sim 1 \text{ T}$. Plazmoidy svou exotičností připomínají kulové blesky. Je otázkou, zda by nebylo možné takto skutečné blesky vyrobit?

Vhodná a dostupná laboratoř pro realizaci výbojů s velkým proudem je ve Varšavě v Institutu fyziky plazmatu a laserové mikrofúze. Byla zde testována odolnost částí letadel vůči bleskovým výbojům a jsou zde vhodné vysokokapacitní baterie. V roce 1994 jsme zde zkoumali výboj probíhající mezi dvojicí kónických elektrod vzdálených asi 5 cm, kde byl bleskový výboj generován baterií s napětím 100÷200 kV a celkovou energií do 30 kJ, kde se proud 40 ÷ 100 kA rozvíjel po dobu asi 10 μs . Tímto způsobem se podařilo vyrobit kuličku o průměru kolem 1 cm rostoucí několik μs a explodující ještě dříve než proud dosáhl maxima (Obr. 25). V roce 1995 jsme provedli další experimenty. Perioda proudu se prodloužila na 200 ms, použili jsme baterii s energií 500 kJ a proudy 200÷400 kA. Jelikož bylo podprůbojové napětí mezi elektrodami, propojovali jsme elektrody tenkým měděným drátkem. I při těchto experimentech byl pozorován plazmoid s průměrem několika cm, s dobou života desítek mikrosekund a opět intenzivní explozí v době maxima proudu. Při všech těchto experimentech se nepodařilo vhodně uvolnit a včas odvést přebytečné teplo, plazmoid dostatečně ochladit a zamezit předčasně explozi. Další serie experimentů probíhají od roku 2001. Při nich byl použit výboj s proudy 200÷300 A s dobou trvání kolem 1 s. Při vzdálenosti elektrod 40 cm a celkovém náboji 100 C byla doba života plazmoidů několik ms (Obr. 26). Rychlokamerou s 1 000÷2 000 snímky za sekundu s dobou expozice 5 μs bylo možné pozorovat i způsob jejich vzniku a zániku. Děje se vývojem smyček na proudových kanálech, jejich stáčením a proplétáním.



Obr. 25: Šířový obraz kompaktního plazmoidu při proudu 100 kA a času 6 μ s .



Obr. 26: Plazmoid při proudu 300 A s dobou života 10 ms.

III. VYSOKÉ HUSTOTY ENERGIE

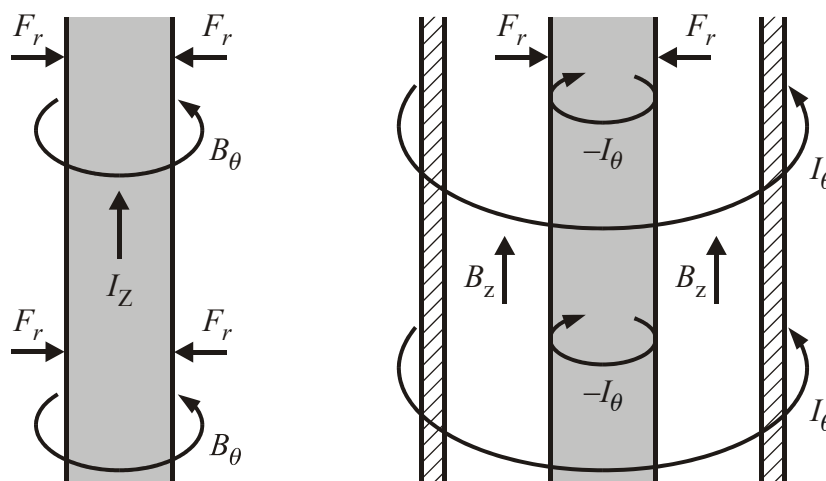
6. Magnetické pinče a jejich využití.

6.1. Úvod

V kapitole o jiskrovém kanále je uvedeno, že proud kA÷MA vytváří v plazmatu o průměru řádově cm vlastní silné magnetické pole, které v důsledku Ampérovy síly

$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B}$$

intenzivně působí na nabitě částice. Ve válcově symetrické konfiguraci plazmatu jsou nabitě částice urychlovány směrem k ose. Tento jev se nazývá magnetický pinč (z anglického pinch - stisk). V případě proudu protékajícího ve směru osy symetrie (domluvou označené jako z) se jev nazývá z-pinč, v případě, že proud obtéká azimutálním směrem (theta), mluvíme o theta pinči, viz Obr. 27:



Obr. 27: Schéma z-pinčového (vlevo) a θ -pinčového (vpravo) výboje.

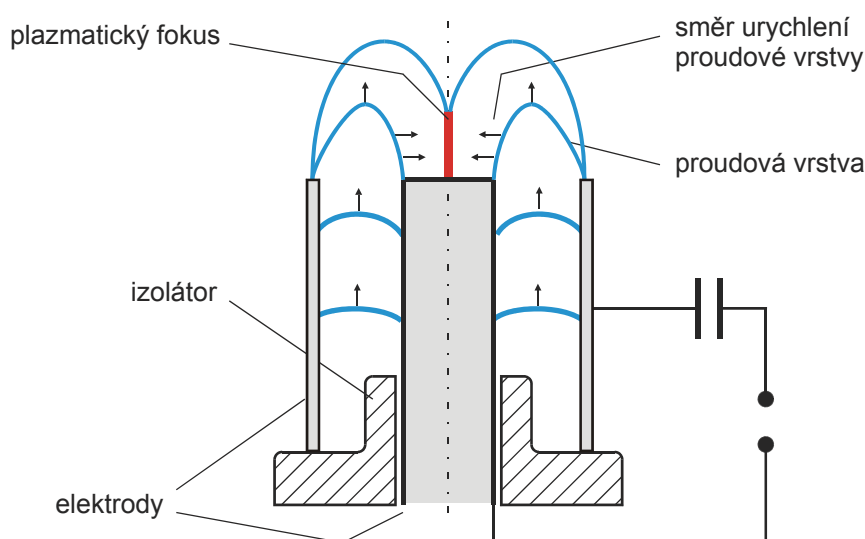
Ve stacionárním z-pinči je v osové oblasti Ampérova síla vyrovnávána gradientem tlaku plazmatu s vysokou teplotou a hustotou. V impulsním režimu roste s proudem i magnetická energie a transformuje se do energie kinetické. Radiálně urychlené nabitě částice jsou zbržděny a zastaveny až v oblasti těsně u osy, kde se na chvíli vytvoří válec hustého plazmatu s poloměrem mnohem menším než odpovídá stacionárnímu stavu. Tuto fázi maximální komprese je výhodné uskutečnit v době maximálního proudu, kdy lze využít sevření maximálním magnetickým polem. Okamžik maximální komprese je provázen generací časově krátkých impulsů energetických elektronových a iontových svazků, generací krátkých záblesků netepelného rentgenového záření z malých oblastí s vysokou teplotou - mikroteček (horkých teček, hot spots). Fáze maximální komprese a maximální koncentrace energie se udržuje po dobu, která řádově přesahuje dobu disipace magnetických silokřivek. Příčiny a okolnosti uvedených jevů zůstávají neobjasněny. Vlastnosti magnetických pinčů umožňují řadu aplikací ve fyzice, energetice, technice a technologiích.

6.2. Druhy pinčů

Přírodní ukázkou pinčového jevu jsou bouřkové blesky v zemské atmosféře [6]. V plazmatických kanálech mezi mraky a zemí o průměrech desítek centimetrů se uvolňuje energie 10^{12} J při proudech v širokém intervalu od stovek A po stovky kA. Energetické přeměny probíhají intenzivně, rychle a jsou provázeny rozvojem nestabilit. Výbojový kanál se rozpadá a opakovaně obnovuje. K přenosu náboje dochází většinou ve více etapách a celý děj proběhne během několika milisekund. Pinčové vlastnosti mají také sluneční erupce [10], při nichž se uvolňuje v aktivních oblastech v místech průniku opačných magnetických toků energie řádu $10^{22} \div 10^{25}$ J v prostoru o rozměrech 10^5 m během několika minut. Tento mohutný výbuch je doprovázen výronem impulsů částic a záření s energií dosahující v některých případech MeV (tzv. *flares*). Podobně lze pinčovou přeměnou magnetické energie v mechanickou vysvětlit i výrony hmoty jader galaxií a radiogalaxií a vznik kosmických paprsků [11].

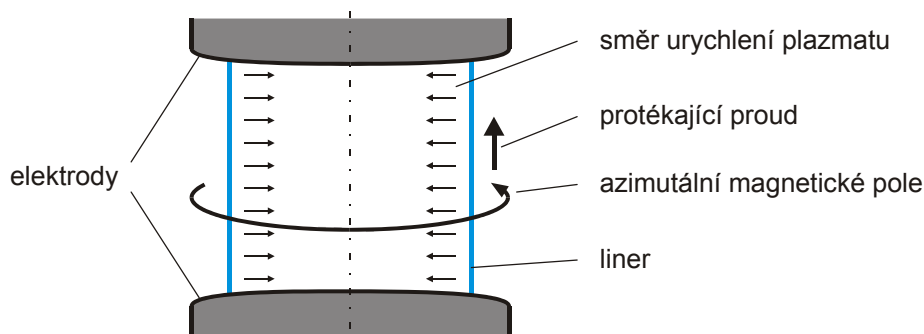
V pozemských laboratořích se studují různé experimentální konfigurace. Jednou z častých forem z-pinče je vakuová jiskra [12]. Výboj se realizuje v iontech kovových par uvolněných z elektrod. Vytvářejí se při tom vysoce násobné ionty s pravděpodobností řádově přesahující Sahovu rovnováhu. Proudový kanál je zdrojem krátkodobého intenzivního rentgenového záření z malých oblastí.

Při koaxiálním uspořádání elektrod je často používanou konfigurací tzv. plazmatický fokus formující se za ústím elektrod [13], schématicky znázorněný na Obr. 28. Proudová vrstva se při urychlení rozpadá na filameny. Oblast maximální komprese vykazuje filamentární strukturu a je provázena typickými pinčovými projevy - záblesky energetických elektronů, iontů a rentgenového záření a vytvářejí se mikrotečky. Maximum komprese trvá $10^{-9} \div 10^{-7}$ s a průměr je $10^{-5} \div 10^{-3}$ m. V deuteriové náplni dochází ke vzniku fúzních neutronů. Na zařízení s tímto principem byly v pionýrských dobách poprvé provedeny snahy o jadernou fúzi v roce 1956 v Moskvě [14].



Obr. 28: Schématické znázornění plazmatického fokusu.

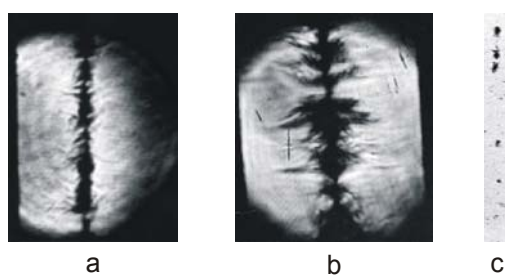
Při studiu alternativní možnosti jaderné fúze na principu magnetického pinče se využívá imploze tzv. lineru, při níž se buď systém tenkých drátků, kapalinová bublina nebo dutý sloupec injektovaného plynu válcového tvaru ionizuje a urychluje směrem k ose, viz Obr. 29.



Obr. 29: Schéma silového působení při implozi válcového lineru.

Ve fázi maximální komprese se akumulovaná kinetická energie uvolňuje během několika ns v úzkém sloupci s průměrem několika mm za podmínek, kdy protékající proud je řádu MA, magnetické pole dosahuje hodnot kT a hustota částic ve sloupci může řádově přesáhnout hustotu pevné fáze. Charakteristická energie částic urychlených ve svazcích dosahuje MeV. Největší zařízení pracující na tomto principu, Z aparatura v Sandia National Laboratory v USA, je zdrojem velmi silného rentgenového záření s výkonem 300 TW [15]. Umožňuje testování materiálů pro jaderné reaktory a částečně nahrazuje úlohu podzemních jaderných zkoušek. Účinnost konverze elektrické energie do rentgenového záření je velmi vysoká a dosahuje 15%.

Často používanou zátěží pro z-pinčový výboj je tenké vlákno o průměru asi 10 mikrometrů umístěné mezi elektrodami. Při výboji se kolem vlákna vytváří plazmová korona a při maximu proudu dochází k jejímu stlačení. Takováto zařízení jsou také zdrojem silného rentgenového záření, viz Obr. 30.



Obr. 30: Šířová fotografie pinče vlákna průměru 25 μm v Imperial College v Londýně v časech 14 ns (A) a 41 ns (B). Na obrázku C je obraz lokalit, tzv. horkých teček zářících v měkké rentgenové oblasti.

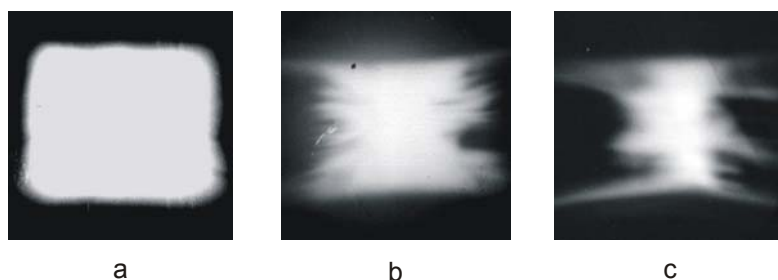
V České republice probíhá výzkum z-pinče na pracovištích ČVUT a AVČR. Zařízení využívající imploze dutého plynného válce (gas-puff) s energií 5 kJ se studovalo v Ústavu fyziky plazmatu AVČR [15]. V současné době se zkoumá rychlý kapilární výboj pro studium laserování v rentgenové oblasti na FJFI av ÚFP. Na katedře fyziky FEL ČVUT byl studován výboj typu z-pinče s konickým uspořádáním elektrod umožňující dodatečnou kompresi plazmatu v axiálním směru [17]. Oblast s maximální hustotou energie je oddělena od elektrod a formuje se v ní kompaktní plazmoid. Rovněž se studuje magnetický pinč v koruně silného uhlíkového vlákna. Při výboji se vytváří díky pinčové kompresi kolem vlákna hustá plazmatická korona. Rozvojem magnetohydrodynamické nestability na povrchu korony se

část plazmatu vyvrhuje a indukují se silná elektrická pole urychlující elektrony a ionty. Dochází k úplné ionizaci uhlíkových iontů.



Obr. 31: Aparatura S 300 v Kurčatovově institutu v Moskvě

Největšími aparaturami v Evropě jsou 1 MJ Magpie v Imperial College v Londýně [20], 5 MA Angara v Troitsku u Moskvy a 8 MA S-300 v Ruském výzkumném centru v Kurčatovově institutu v Moskvě, viz Obr. 31 a 32. Studují se na nich koróny vláken a imploze linerů.



Obr. 32: Rentgenový obraz imploze hliníkového lineru na S-300.

Výboje z-pinčového principu lze realizovat na jednoduchých a relativně levných zařízeních. Využívají se jako zdroje rentgenového záření, zdroje spekter vícenásobných iontů, zdroje elektronů, iontů a neutronů s vysokou energií, aktivní prostředí pro rentgenové lasery, alternativa inerciálního typu jaderné fúze, zdroje silných magnetických polí a suprahustých látek.

Fyzikální procesy, které formují fázi maximální komprese jsou časově krátké, rychle se mění a je obtížné je diagnostikovat. To jsou důvody pro to, že teoretické modely jsou zatím jen kvantitativní a to ve fázi hypotéz a fantazií.

6.3. Nestabilita a stabilita

Hlavní překážkou pro vytváření pinčů malých poloměrů a vysokých hustot jsou nestability. V plazmatu s vysokou hustotou energie dochází k prudké a živelné energetické přeměně a k rozpadu proudového kanálu (viz kapitolu o vývoji jiskrového kanálu). Existence filamentů a generace energetických svazků elektronů a iontů však prokazuje existenci lokálních a časově omezených stabilních útvarů s malou disipací energie a kolektivní interakcí elektronové a iontové složky se slabým vzájemným ovlivněním. Je tedy reálné, že se při vysoké hustotě plazmatu vhodnými podmínkami a vhodnou konfigurací silného magnetického pole podaří nestability omezit. Jevy, které je třeba experimentálně a teoreticky studovat souvisí s magnetohydrodynamickou turbulencí, alfa efektem, elektrickou dvojrivrstvou, rozpojením a spojením (rekonekcí, anglicky *reconnection*) magnetických silokřivek a helicitou magnetického pole.

Turbulence je jedním z jevů jež hraje při vývoji imploze důležitou roli. Pinčované plazma dosahuje rychlosti $10^4 \div 10^6 \text{ ms}^{-1}$ a několikanásobně přesahuje kritickou Alfvénovu rychlost. V důsledku hustotních, rychlostních, proudových a tlakových fluktuací a nestabilního charakteru pohybu dochází ke vzniku vírů [21]. Při jejich vytváření převažuje hustota translační kinetické energie nad hustotou energie magnetické. Víry v plazmatu představují vodivou smyčku pohybujících se nábojů ve vnějším magnetickém poli a indukují se v nich proudy generující vlastní magnetické pole dipólového charakteru. V osové oblasti, kde je pohyb plazmatu brzděn působením rostoucího protitlaku hustšího plazmatu, se kinetická energie nemusí zcela přeměnit na teplo. Reálná je přeměna pinčové, implozní kinetické energie na rotační energii vírů a stejně velké energie indukovaného magnetického pole. Indukované magnetické pole může být silnější než vnější magnetické pole a má stochastický charakter. Víry tedy představují dynamo s vysokým stupněm vnitřní organizovanosti plazmatu s poloidální i toroidální komponentou magnetického pole [21, 22]. Dipólový charakter turbulencí se projevuje diamagnetizmem, při němž dochází k vytěsnění původního magnetického pole a silovým účinkům projevujících se radiálním odpuzováním a axiálním přitahováním vírů.

Turbulentní struktury jsou charakterizovány nízkou disipací energie. Důvodů je několik. Jedním je vytěsněné magnetické pole vnitřku víru, které izoluje jednotlivé víry navzájem. Dalším důvodem je slabá vzájemná interakce elektronové a iontové složky neboť Coulombův účinný průřez srážky s rostoucí vzájemnou rychlostí obou složek klesá. Třetím faktorem může být existence elektrické dvojrivrstvy ve válcové konfiguraci. Elektrická dvojrivrstva se vytváří v důsledku rozdílu velikostí Larmorových poloměrů a hmotností elektronů a iontů. Vzdálenost válcových vrstev odpovídá Debyeovu poloměru.

Důležitou vlastností plazmatu v pinčové kompresi je jeho neideálnost [22]. Při vysoké hustotě plazmatu a v silných magnetických polích pinče není v Debyeově sféře více než jedna částice a Debyeův poloměr je srovnatelný se vzdáleností částic a de Broglieovou vlnovou délkou elektronu. Elektromagnetická energie má nejméně stejnou velikost jako energie tepelná. Tyto vlastnosti umožňují uplatnění kolektivního chování elektronové složky plazmatu, kde se mohou projevit i makroskopické kvantové vlastnosti. K neideálnosti plazmatu přispívá také intenzivní únik energie zářením z plazmatu obsahujícího příměsi, čímž se udržuje nízká teplota hustého plazmatu.

Experimenty ukazují, že proudové vrstvy nejsou stabilní a rozpadají se na jednotlivé proudové kanály, filameny. Jedno z možných vysvětlení je založeno na rozvoji nestability v plazmatu s konečnou vodivostí, projevující se rekonekcí – rozdvojením a znovuspojením magnetických silokřivek [23].

Pro modelování turbulencí, filamentů a pinčování vlákna má klíčový význam tzv. α - efekt [24]. Jeho model umožňuje vysvětlit dynamickou přeměnu toroidálního pole v poloidální a naopak. Uplatní se v případě bezsilových konfigurací proudů protékajících podél magnetických silokřivek za přítomnosti fluktuací příčného magnetického pole a podélných rychlostí částic. Zdá se, že α - efekt je vhodným nástrojem pro popis dynamických proměn, stability a destrukce turbulencí, filamentů a vlastních magnetických pinčů.

Řada experimentů ukazuje na důležitou stabilizační roli magnetického pole s axiální a azimutální komponentou. Při z-pinčové implozi lze poměrem axiální a azimutální složky magnetického pole ovlivňovat velikost helicity (stoupání spirály) elektrických a magnetických polí na povrchu pinčů a míru komprese vlákna a tím omezit rozvoj nestabilit [25]. Současně se může uplatnit rozdíl velikostí Larmorových poloměrů elektronů a iontů při jejich separaci a vzniku dvojvrstvy. Existence stabilních filamentů ve formě dvojvrstvy s vhodnou helicitou silného magnetického pole by umožnila rychlý intenzivní a bezeztrátový přenos elektrického náboje a generaci impulsů energetických nabitých částic.

Impulsy elektronů jsou příčinou vzniku netepelného rentgenového záření a mikroteček. Kombinace neideálnosti plazmatu, dvojvrstvy, α - efekt a vhodné helicity u plazmatu může vést ke vzniku samoorganizovaných struktur s dlouhou dobou života, zamrzlému magnetickému poli do plazmatu a zpomalení disipace kinetické a magnetické energie jak v magnetohydrodynamických turbulencích tak ve filamentech a pinčích.

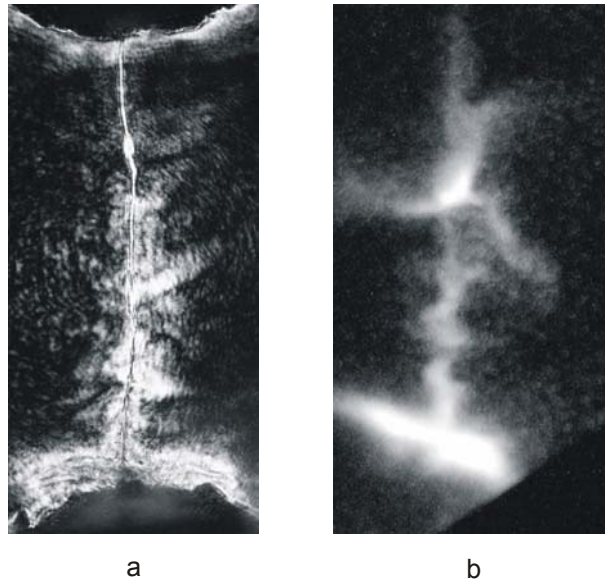
6.4. Rentgenové zdroje

Magnetické pinče jsou zdrojem rentgenového záření měkkého (s vlnovou délkou $1\div 50$ nm) i tvrdého ($0.01\div 1$ nm) a to jak spojitého tak čárového. Jelikož se jedná o zdroje pulzní, jsou ekonomicky velmi výhodné v porovnání s dalšími zdroji, lasery a synchrotrony.

Zdrojem měkkého rentgenového záření je celý objem pinče ve fázi maximální komprese. Jde o záření tepelné a maximum Planckovy křivky se nachází v oblasti několika desítek nebo stovek eV. Doba záření odpovídá době života vlastního pinče a je v rozmezí $10\div 100$ ns. Toto záření představuje většinu elektromagnetické energie vyzážené při výboji a obsahuje jak složku spojitou tak čárovou a lze je považovat za záření černého tělesa z důvodu vysoké hustoty elektronů a vysoké srážkové frekvence elementárních procesů, které vytváří rovnovážné rozdělení rychlostí a energií všech částic.

Zdrojem tvrdého záření jsou horké tečky s vysokou hustotou a teplotou plazmatu. Záření má energie od 1 keV až do $100\text{ keV}\div 1\text{ MeV}$. Počet horkých teček v pinči je různý, od několika v malých pinčích po desítky ve velkých. Rozměry horkých teček jsou řádově desítky mikrometrů a doba rentgenového pulzu je několik ns. Horké tečky se tvoří v počáteční fázi rozpadu pinčového kanálu zcela náhodně v časové korelaci s postupem místa maximální komprese podél délky pinče (viz kapitolu o vývoji jiskrového kanálu).

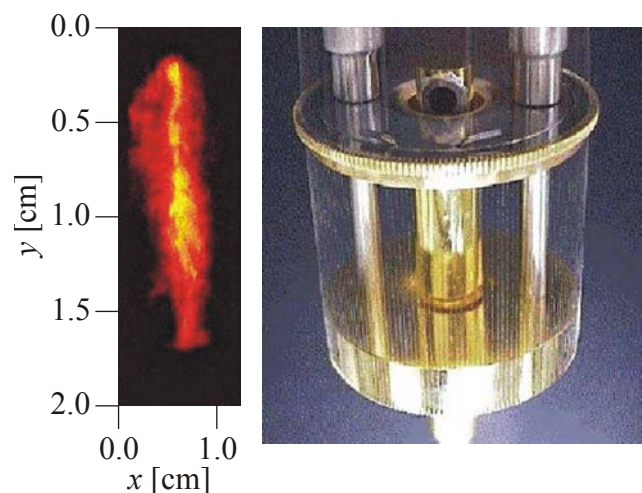
Jedním z používaných zdrojů netepelného rentgenového záření je výboj tzv. typu X - pinče, při němž výboj probíhá dvěma zkříženými vlákny, která se uprostřed dotýkají [26]. Místem dotyku prochází dvojnásobný proud, pinč je vystaven čtyřnásobnému magnetickému stlačení a v tomto místě je možné opakovaně realizovat horkou tečku. Zařízení tohoto typu (původní myšlenka Ing. J. Ulschmieda z ÚFP AVČR) je instalováno v Lebeděvově fyzikálním institutu v Moskvě a na Cornellově univerzitě v USA a je na nich studována jemná struktura rentgenových spektrálních čar.



Obr. 33: Šlírový a rentgenový obraz imploze uhlíkového vlákna.

Na zařízení S-300 v Kurčatově institutu v Moskvě se zkoumá tepelné i netepelné rentgenové záření vznikající stlačením tenkého vlákna linerem. Ionizovaná vrstva vodíku se urychlí proudem vzrůstajícím do 3 MA za 100 ns a v okamžiku dopadu předává atomům kovu ve vnitřním vlákne v krátkém okamžiku několika ns svou vysokou energii. Dochází k ionizaci a vyzáření elektromagnetické energie v jednotlivých spektrálních čarách vysoce násobných iontů [27]. Generace rentgenového záření na podobném principu se studuje v Troitsku u Moskvě v Institutu atomové fyziky na zařízení Angara-5 s proudem do 5 MA [28].

Na největším současném pinčovém zařízení Z aparatuře v Sandia National Laboratory v USA se snaží o maximální pulzní výkon v rentgenové oblasti. Ten činí 300 TW při 100 ns nárůstu proudu na hodnotu 20 MA a dosahuje se ho při implozi lineru tvořeného stovkou tenkých 5 μm wolframových drátků. Záření se v pinči uvolní během 10 ns [29]. Tyto velké výkony se používají pro nepřímé ozáření deuteriových peletů (terčů) při studiu jaderné fúze, pro testování odolnosti materiálů používaných v jaderných reaktorech a jsou ekologickou náhražkou podzemních jaderných výbuchů.



Obr. 34: Dvojný liner z wolframových vláken a obraz jeho pinče v rentgenovém záření v Sandia National Laboratory (PBFII).

Magnetické pinče jsou spolu s fokusovanými laserovými svazky laboratorními zdroji nejintenzivnějšího rentgenového záření, proti laserům mají nevýhodu menšího výkonu a výhodu větší účinnosti a menší vstupní energie.

Rentgenové záření má využití v široké škále aplikací. Je možno je využít v mikroskopii pro zlepšení rozlišovací schopnosti do nanometrové a subnanometrové oblasti, v litografii rovněž umožní miniaturizaci výroby elektronických prvků. Široké možnosti aplikací jsou v jaderné fyzice, fyzice pevných látek, fyzice plazmatu, technice a technologiích.

6.5. Zářivý kolaps

V roce 1957 Pease a Braginskij [30, 31] počítali energetickou bilanci hustého plazmatického proudového kanálu za stacionárních podmínek podle jednoduchého modelu v němž se porovnává Jouleovo teplo uvolněné protékajícím proudem počítané pomocí Spitzerova vzorce s energií vyzářenou při volně volných srážkách elektronů. Pro vodíkové plazma, v případě, že se podaří udržet proud vyšší než 1.7 MA v kanálku s poloměrem 0.1 mm, je vyzáření natolik intenzivní, že způsobí dostatečné ochlazení plazmatu a vlastní tlak plazmatu je nižší než magnetický tlak protékajícího proudu. Uvedený proud tedy představuje mez, při jejímž překročení dochází k vyrovnání magnetického tlaku tlakem elektronového plynu způsobeného degenerací elektronových hladin hustého plazmatu. Existuje tedy teoreticky elektromagnetická analogie astrofyzikálního gravitačního kolapsu realizovatelná v laboratorních podmínkách. Peaseho-Braginského mez je elektromagnetickou analogií Schwarzschildova poloměru pro gravitační hroucení. Na Zemi je tedy možnost vytvářet struktury s hustotou přesahující hustotu látek pevné fáze jako je forma degenerovaného plynu u hvězdných trpaslíků, neutronové hvězdy a černé díry, neboť elektromagnetická interakce je na atomární úrovni pro dva protony o 36 řádů silnější než interakce gravitační.

$$F_g : F_e = \kappa \frac{m_1 m_2}{r^2} : \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 10^{-36}$$

Za přítomnosti těžších prvků ve výboji, zejména příměsí odpařených kovů elektrod v plazmatu, je vyzářování intenzivnější než u vodíku a uvedená Peaseho-Braginského mez má nižší hodnotu. Při 10 MA proudu v pinči je Ampérova síla schopna vytvořit 200÷500 násobné zvýšení hustoty v porovnání s pevnou fází [32]. Realizovat tyto podmínky ve stacionárním režimu se dosud nepodařilo. Výzkumný program s ověřováním podmínek existence zářivého kolapsu realizuje Prof. M. Haines v Blackett Laboratory Imperial College v Londýně [19]. Při vysokých hustotách energie a látky lze očekávat existenci neideálního plazmatu, nové nelineární vlastnosti elektrických a magnetických polí a nové makroskopické kvantové vlastnosti. Pokud bude v budoucnu možné studovat laboratorně formy hmoty známé dnes pouze ve vesmíru, bude to zásluhou magnetických pinčů a existence zářivého kolapsu.

6.6. Alternativa jaderné fúze

Při z-pinčové implozní kompresi se kombinují principy setrvačného a magnetického uvěznění plazmatu a uvažuje se o jejich využití ve fúzním reaktoru, kde se uvolňuje jaderná energie při slučování lehkých jader izotopů vodíku deuteria a tritia. Podrobnější výklad jaderné fúze je uveden v kapitole 7.5. U magnetických pinčů lze výhody spojené s inerciální fúzí, vysokou

hustotu, hustotu energie a malé rozměry reaktoru doplnit možností rychlého sevření silným magnetickým polem schopným omezit rozvoj nestabilit [32, 33]. Podle Prof. Hainese je možné Lawsonovo kritérium pro zapálení reakce D–T splnit při parametrech proudu 1 MA, napětí 1 MV v pinči s poloměrem 20 μm , délkou 10 cm při koncentraci $5 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ během času 100 ns [19]. Plazma obsahující nedisipativní stabilní struktury s vysokou hustotou elektromagnetické a mechanické energie se může udržet chladné a husté až do okamžiku zapálení reakce. Zapálení může proběhnout lokálně rychlým zahřátím plazmatu svazkem rychlých částic produkovaných filamenti. Vážným problémem je vliv destrukce elektrod a neznalost vlastností plazmatu při vysokých parametrech koncentrace a teploty v porovnání s tokamaky nebo inerciálními systémy využívajícími laserové, případně iontové svazky. Husté plazma a silná elektromagnetická pole dávají naději na zvládnutí nestabilit v důsledku mnohem kratších relaxačních časů v elektronové i iontové komponentě v porovnání s dobou trvání energetických svazků částic a pulzů rentgenového záření. Velkou výhodou je relativní jednoduchost a levnost z-pinčových zařízení. Ve Spojených státech se plánuje nový pinčový projekt zařízení X s maximálním proudem 60 MA.

Zajímavou myšlenku využívající magnetické pinče v termojaderném hybridním fúzním reaktoru postaveném na principu miniaturní vodíkové bomby publikoval Prof. Linhart z Ferrarské university [34]. Kritické množství paliva potřebného pro realizaci atomové a vodíkové bomby (desítka kilogramů plutonia, deuteria a tritia) je možné snížit na množství několika mikrogramů v důsledku 100 až 1 000 krát vyšší hustoty iontů a možnosti využití neutronů z deuteria ve fázi maximální komprese. Zdá se, že finální podmínky by bylo možné ověřovat na aparaturách při energiích 10 MJ a proudech řádově desítek MA. Velkou výhodou tohoto reaktoru by byla nízká radioaktivita uvnitř reaktoru, o dva řády nižší než u jaderných elektráren. V případě havárie nebo přírodní katastrofy nebo havárie reaktoru nemůže dojít k jaderné explozi a radiačnímu zamoření, neboť se v oblasti reaktoru nalézá pouze nepatrná část kritického množství paliva.

6.7. Závěr

Pulzní silnoproudé výboje s pinčovým charakterem představují přirozené zesilovače hustoty energie. Ve fázi maximálního stlačení, kdy úzkým kanálkem s průměrem menším než 1 mm protékají proudy větší než desítky kA, dochází k jevům svědčícím o existenci samoorganizovaných struktur. Produkují se pulzy částic a záření s energiemi řádově přesahujícími tepelné hodnoty. Jevy jsou velmi rychlé, probíhají v neideálním plazmatu při vysokých hustotách částic, vysokých proudových hustotách, silných magnetických polích a mají silně nelineární charakter.

Současný výzkum spočívá především v experimentech a diagnostice se zaměřením na emisi rentgenového záření, zářivý kolaps, jadernou fúzi a stabilní útvary.

Výzkum v České republice je zaměřen na prostorovou a časovou diagnostiku pinčů na malých zařízeních, kde je možné studovat stabilní útvary a možnosti rentgenových laserových podmínek. Rovněž se realizuje program na výkonných zahraničních aparaturách ve Varšavě a v Moskvě a je zaměřen na studium generace vysoce energetických částic a řízenou termonukleární fúzi.

7. Rentgenové lasery

7.1. Úvod a principy

Objev laserů spadá do 60. let. Lasery jsou umělým zdrojem světla v oboru viditelného záření s velice výhodnými vlastnostmi stejného směru šíření, stejné fáze, polarizace a vlnové délky. Toto záření v porovnání s běžnými světelnými zdroji jako jsou žárovky nebo zářivky se stejným počtem fotonů má mnohem větší intenzitu, menší rozbíhavost, lze jej fokusovat do úzkého svazku a úzký svazek transportovat na velké vzdálenosti a využívat jeho uspořádaných vlastností pro interferometrii, holografii a tomografii. Laserový jev v rentgenové oblasti vyžaduje podstatně vyšší čerpací energie rentgenových laserů a jeho vlastnosti jsou popisovány v [35].

Základním principem laserového záření je vynucená (stimulovaná) emise. Byla teoreticky předpovězena Albertem Einsteinem. Letící foton způsobí přechodu elektronu mezi dvěma energetickými hladinami v atomu, při kterém se uvolní foton stejné vlnové délky, polarizace, směru a fáze. Pro velké zesílení je třeba, aby horní hladina laserového přechodu byla zaplněna více než dolní hladina (tzv. inverzní populace). Laser má tři základní části. Aktivní prostředí v němž vzniká inverzní populace, zdroj pro čerpání inverzní populace a rezonanční systém, který zesiluje záření v určitém směru.

Do 60. let, kdy začínal výzkum laserů zářících ve viditelné oblasti, spadají první úvahy o laserování v oblasti rentgenových vlnových délek. Bylo zřejmé, že při realizaci rentgenových laserů se budou řešit otázky spojené s poklesem zesílení v důsledku poklesu vlnové délky, sníží se vliv rezonátoru v důsledku poklesu refrakce a poklesu koherentní délky. Významná je vysoká hustota energie spojená s čerpáním těchto laserů. Rovněž doba pulzů je omezena časem rozpadu rentgenových excitovaných stavů na čas $10^{-15} \div 10^{-12}$ s.

Rentgenová spektra byla studována od 30. let na vakuových jiskrách při generaci vysokocenných iontů. Od 60. let je dalším stimulem pro poznání rentgenového záření studium jaderné fúze nejprve na tokamakovém plazmatu a od 70. let u laserových zařízení pro inerciální fúzi. Nejjednodušší a poměrně přesné extrapolace lze provádět u spekter vodíkopodobných iontů. Není možné využívat pro rezonátory klasická zrcadla neboť v oboru krátkých vlnových délek mají malou odrazivost a propalují se. Je nutné realizovat koeficient zesílení alespoň $100\times$ silnější než u laserů s rezonátory. Je možné využít pouze spontánní zesílení, realizovat zesílení víceúrovňovou řadou zesilovačů nebo vytvořit lineární laserové prostředí.

Rentgenové záření dělíme do dvou skupin. Tvrdé rentgenové záření má vlnové délky od $0.01 \div 0.2$ nm, což odpovídá energii $6 \div 120$ keV. Měkké rentgenové záření vyzařuje na vlnových délkách $0.2 \div 30$ nm a energiích 50 eV \div 5 keV. Oblast vlnových délek mezi 30 nm a 100 nm ($10 \div 50$ eV) označujeme jako XUV a delší vlnové délky $100 \div 200$ nm přísluší vakuovému ultrafialovému záření, pro něž lze použít klasickou optiku. Převod vlnových délek v nm na odpovídající energie v eV lze provést podle vztahu

$$h\nu [\text{keV}] = \frac{1.24}{\lambda [\text{nm}]}$$

Inverzní populace u rentgenových laserů se mohou z časového pohledu čerpat dvěma způsoby:

- omezeně, kdy je doba čerpání kratší než doba plnění dolní laserové hladiny, kdy dochází k spontánnímu zářivému rozpadu
- kvazistacionárně při kontinuálním plnění srážkovými a zářivými procesy ze sousedních hladin.

Doba spontánní emise je $10^{-15} \div 10^{-12}$ s, což při rychlosti světla odpovídá dráze $0.3 \div 300 \mu\text{m}$. Z hlediska delší doby laserového efektu je výhodnější kvazistacionární čerpání. Musí však být současně zajištěno rychlejší vyprazdňování dolní hladiny přechodu. Omezený režim má výhodu vyšší účinnosti.

Zesílení signálu laserového signálu na dráze dx při intenzitě laserového záření I lze popsat vztahem

$$dI = G I dz ,$$

kde G je koeficient zesílení. Na dráze L je potom intenzita záření

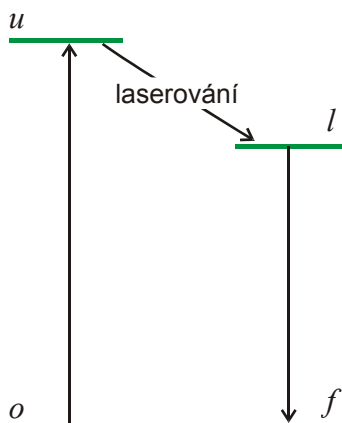
$$\frac{I}{I_0} = e^{GL} ,$$

Koeficient zesílení je roven převrácené hodnotě střední volné dráhy v prostředí. Cílem zesílení je dosažení hodnoty $GL=5$, čemuž odpovídá zesílení

$$I / I_0 = e^5 = 150 .$$

7.2. Principy

Schéma základních hladin pro laserový efekt je dáno na Obr. 35.



Obr. 35: Schéma základních hladin pro laserový přechod.

Elektrony čerpáme z hladiny o na hladinu u , vlastní laserový efekt nastává přechodem na hladinu l a hladina l se samovolně vyprazdňuje na hladinu f .

Pro uplatnění inverzní populace je třeba určitých hodnot základních parametrů plazmatu, teploty a hustoty. Při stacionárních podmínkách např. u uhlíku je možná inverzní populace iontu C VI (vodíku-podobný iont s pětinasobnou ionizací a jedním elektronem v obalu) u hladin s $n=3$ a $n=2$ na vlnové délce 18.22 nm při koncentracích $n_0 = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_u = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $n_i = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_{i+1} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ukazuje se, že podmínky vhodné pro inverzní populaci jsou určeny úzkým intervalem koncentrace. Vysoká koncentrace plazmatu má velký vliv na refrakci laserového světla a z toho důvodu je třeba hledat přijatelný kompromis pro délku vlny a koncentraci plazmatu. S růstem koncentrace iontů rovněž roste koncentrace elektronů, jež opět snižuje inverzní populaci. Pro případ laserového efektu na přechodu 3-2 pro vodíku-podobné ionty násobnosti z je vlnová délka dána vztahem

$$\lambda = \frac{656.2}{z^2}$$

a maximální koncentrace $n_e = 3 \times 10^{14} z^7 \text{ cm}^{-3}$. Pro $\lambda = 18.22 \text{ nm}$ iontu uhlíku C VI je maximální koncentrace $n_e = 3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Inverzní populaci snižuje rovněž samoabsorpce záření čerpající dolní laserový přechod. U zmíněného uhlíku C VI je optická tloušťka l při koncentraci $n_i = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ pro průměrné plazma 20 μm . Tato podmínka platí pro stacionární stav. Pro expandující nebo rekombinující plazma může být optická tloušťka menší.

Dalším faktorem negativně ovlivňujícím zesílení rentgenového laseru je Dopplerovské rozšíření laserové vlnové délky. Z toho důvodu je výhodná nízká iontová teplota plazmatu a vysoká čerpací elektronová teplota.

Minimální výkon potřebný pro čerpání laseru je možné odhadnout ze ztrát spojených s rozpadem horní hladiny a udržením inverzní populace. Pro čerpání laserů s vlnovou délkou 1 nm je potřebná energie budícího laseru 10^{15} Wm^{-2} , pro vlnovou délku 10 nm je to energie 10^{11} Wm^{-2} a pro vlnovou délku 100 nm 10^7 Wm^{-2} . Při těchto výkonech je jediným možným prostředím husté plazma. Při generaci je potřebné koncentrovat velké výkony do lineárního sloupce s malým průměrem. Úspěšná se zdá koncepce fokusace laserového svazku elektromagnetického záření válcovou čočkou na tenký drátek nebo povrch plazmatu. Pro buzení nelze použít nabitě ionty, neboť je není možné dostatečně fokusovat. Svazky neutrálních částic zatím nemají potřebný výkon. Program výzkumu rentgenových laserů navazuje na program jaderné fúze na bázi inerciálního udržení neboť rovněž vyžaduje koncentraci energie do malého prostoru a krátkého časového intervalu. Rentgenové lasery budou nezbytné pro diagnostiku plazmatu s vysokou hustotou.

Pro čerpání rentgenových laserů jsou v současnosti nejvhodnější výkonné neodymové a jodové lasery s vlnovou délkou asi 1 μm . Energie se do plazmatu předává formou zpětné brzdné absorpce elektronů. Nejefektivněji lze předání realizovat při rezonanční vlnové délce. Rezonanční vlnová délka λ_{re} představuje mez pro průchodnost záření.

$$n_e \approx \lambda_{re}^{-2}$$

což pro $\lambda = 1 \mu\text{m}$ je 10^{-27} m^{-3} .

Čtyři největší lasery na nichž se realizuje rentgenové laserování jsou uvedeny v následující tabulce:

- NOVA (Lawrence Livermore National Laboratory) s výkonem 10 TW a délkou pulzu 0.45 ns,
- FOBOS (Francie) s výkonem 6 TW, délkou pulzu 0.6 ns,
- GEKKO 12 (Japonsko) s výkonem 1 TW, délkou pulzu 0.53 ns,
- VULKÁN (Ruthefordova laboratoř, UK) s výkonem 1 TW a s proměnnou délkou pulzu 0.07÷20 ns.

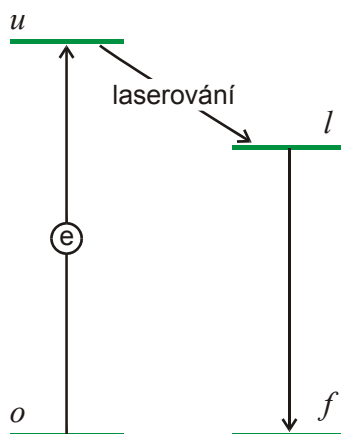
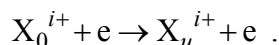
Po roce 2000 se k nim přidružil i jodový laser PALS v ÚFP AV ČR.

Lasery pracující na CO₂ mají celkově nižší výkony a mohou generovat plazma s koncentrací maximálně 10²⁵ m⁻³. Fokuse laserového svazku se provádí válcovou čočkou nebo ohnutými zrcadly.

Druhou možností pro generaci hustého plazmatu s vysokou hustotou energie jsou impulsní elektrické výboje ve formě z-pinče. Výboj prochází plynem, vláknem nebo folií s délkou 1 cm a průřezem kolem 1 mm. Výkony v rentgenovém záření dosahují desítky a stovky TW při napětí MV a proudu MA a jsou vhodné pro čerpání rentgenových laserů.

7.3. Excitační schéma

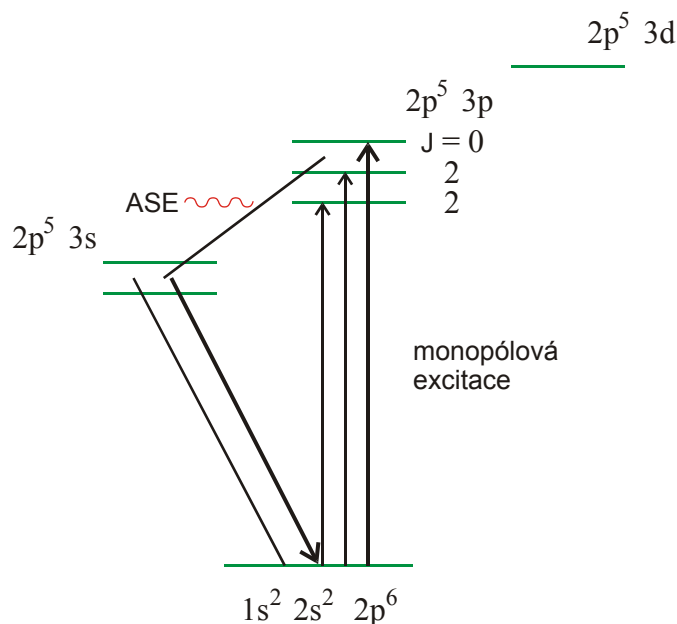
Tímto způsobem se zatím dosáhlo v oblasti buzení rentgenových laserů dominantních výsledků. Excitační schéma je znázorněno následující rovnicí a schématem na Obr. 36:



Obr. 36: Excitační schéma pro buzení rentgenových laserů.

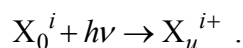
Nejprve se pomocí volných elektronů excituje základní hladina do stavu u , kde vzniká silná populace. Hladina l se musí rychle vyprazdňovat. Metoda není příliš vhodná pro přechod $3 \rightarrow 2$. Třetí hladina není metastabilní, neboť druhá hladina se zaplňuje snadněji. Nejvhodnějším příkladem je excitace valenčního elektronu ze základního stavu $2p \rightarrow 3p$ v konfiguraci $1s^2 2s^2 2p^n$. Hladina $3p$ je metastabilní a může se z ní realizovat pouze přechod $3p \rightarrow 3s$ a přechod $3s$ rychle přechází do $2p$. Laserový přechod $3p \rightarrow 3s$ má malý energetický

rozdíl u lehkých iontů. Protože je nutné využívat těžších iontů vysoké násobnosti, je potřebná vysoká vstupní energie. Nejvhodnějšími ionty jsou neonupodobné s $n = 6$. Vlastní excitační schéma se realizuje následujícím postupem, viz Obr. 37.



Obr. 37: Schéma excitačního laserového přechodu.

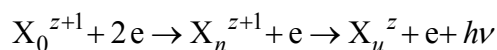
Druhou skupinu iontů představují niklupodobné ionty s $n = 4$ a $\Delta n = 0$ s laserovým přechodem $4d \rightarrow 4p$. Excitační schéma nemusí být realizováno pouze elektronovými srážkami. Může probíhat čerpání i fotony



Možným příkladem je čerpání iontu C VI s laserující vlnovou délkou 18.22 nm.

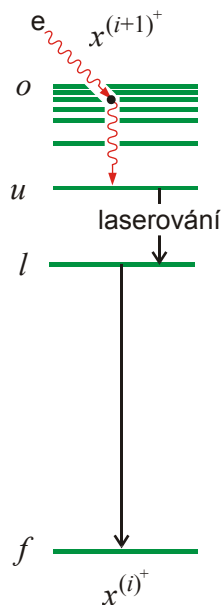
7.4. Rekombinační schéma

Principem tohoto způsobu čerpání je zachycení elektronu v horní hladině a následně se realizuje kaskádní přechod do dolních hladin v souhrě zářivých a srážkových procesů a za určitých podmínek může nastat inverzní populace. Srážková rekombinace probíhá ve formě tříčásticové srážky:



V impulsním režimu dochází k rekombinaci přirozeně. V kvazistacionárním režimu je třeba zajistit dlouhodobou ionizaci. Horní hladina je v rovnováze s ionty vyšší násobnosti $i+1$ a dolní hladina s ionty násobnosti i , viz Obr. 38.

Při rekombinaci jsou přechody elektronů v horních vázaných hladinách, kde je slabší vazba k jádru, řízeny srážkami s volnými elektrony a zářivé přechody mají naopak silné pravděpodobnosti přechodu mezi dolními hladinami v blízkosti jádra. Na přechodu z hladiny l na f se srážky s volnými elektrony vzhledem k vysokému energetickému rozdílu nemohou projevit.



Obr. 38: Schéma rekombinačního laserového principu.

Vlastní laserový přechod $u \rightarrow l$ se realizuje v oblasti kde se nemohou uplatnit ani srážkové ani zářivé přechody. Jelikož se hladina u neustále doplňuje a hladina l vyprazdňuje, dochází k inverzní populaci. Podmínkou inverzní populace, která musí být splněna je nižší elektronová teplota než energetický rozdíl hladin u a l .

Nejjednodušším příkladem rekombinačního principu je vodíkpodobný přechod $3 \rightarrow 2$. Pro iont C VI je na vlnové délce 18.22 nm. Další možný přechod $4 \rightarrow 3$ je lithiu podobný a $5 \rightarrow 4$ sodíkpodobný.

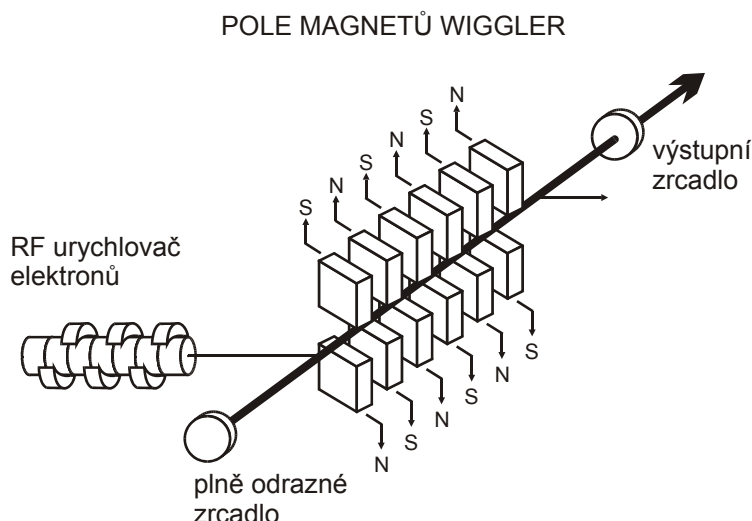
7.5. Alternativní možnosti

Dalším způsobem realizace rentgenového laseru je princip založený na využití volných elektronů.

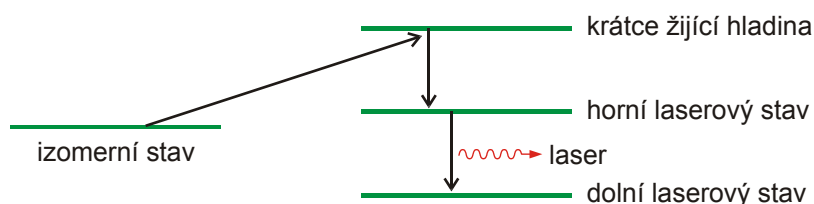
Elektronový svazek procházející mezi magnety podle Obr. 39 se příčně rozkmitá a elektrony vyzařují podél osy šíření brzdné záření.

Uvažuje se také o γ - laserech (grazerech), které by vyzařovaly na přechodech mezi jadernými hladinami v oblasti energií 10÷100 keV. Pro čerpání by bylo potřeba zatím nedosažitelné energie 10^{21} W. Indukované záření by bylo vyzařováno na metastabilním izotermním stavu. Prostředí musí být průzračné pro čerpací svazek aby nedošlo k přehřátí látky v důsledku vysokých výkonů. Schéma je uvedeno na Obr. 40.

Možnost pevnolátkových rentgenových laserů zatím také, jak se dnes zdá, není reálná.



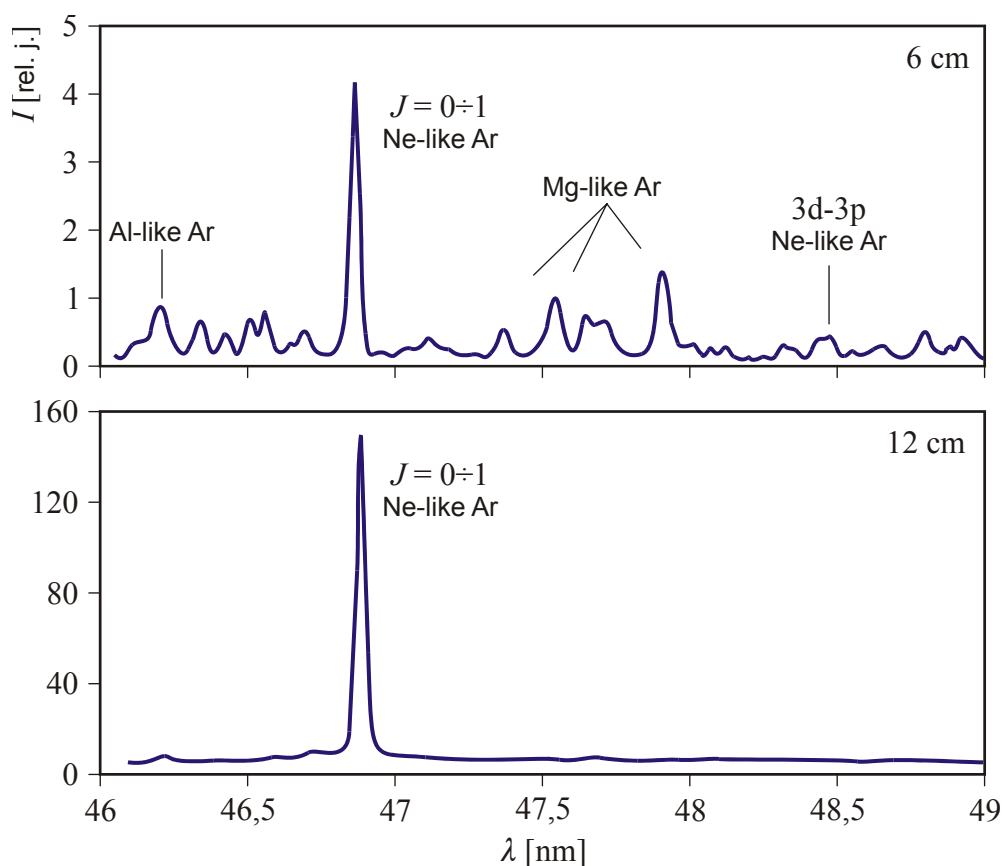
Obr. 39: Princip laseru na volných elektronech.



Obr. 40: Schéma γ - laseru.

7.6. Použití a perspektivy

V současné době je výzkum rentgenových laserů v počátečním stadiu vývoje. Běžně se používají lasery v UV oblasti vlnových délek. Pracují v kvazistacionárním režimu, v němž počáteční i konečný laserový přechod souvisí se základní energetickou hladinou téhož iontu. Laserové prostředí s malým průměrem kolem 1 mm a délkou 1 cm umožňuje malou optickou tloušťku rezonanční čáry. Rentgenové lasery se studují ve dvou základních režimech. Laserové přechody $\Delta n = 0$ se realizují jak v lineárních laserových fokusech tak v rychlých kapilárních pinčích [36]. Posledně zmíněné zařízení je relativně malé a mohou je studovat i menší laboratoře. Zatím je realizován laserový přechod neonupodobného argonu na vlnové délce 50 nm. Celý plazmatický sloupec je stabilní díky velmi rychlé kompresi po dobu 40 ns, viz Obr. 41. Pro uvedený laserový přechod $\Delta n = 0$ s uvedenou relativně dlouhou vlnovou délkou je energeticky nevhodné vytvářet ionty vysoké násobnosti a vysokého z . Výhodou pinčového sloupce je existence vysoké teploty na povrchu a menší vliv refrakce záření na gradientu elektronové koncentrace v porovnání s laserovým lineárním fokusem.



Obr. 41: Zesílení záření v kapilárním pinči.

Rovněž druhá úspěšná metoda, srážková rekombinace se testuje jak v laserových, tak v pinčových systémech. Zde se využívají přechody $\Delta n=1$ a je třeba přítomnosti iontů dvou ionizačních násobností téhož prvku. Po laserovém přechodu a rozpadu dolní hladiny se systém čerpá do počátečního stavu. Snahou je vytvořit plazma s nízkou iontovou a vysokou elektronovou teplotou. Pro podobnou vlnovou délku mohou mít ionty nižší násobnost a nižší čerpací energie než u přechodů $\Delta n=0$.

Využití rentgenových laserů je zatím ve fázi představ a bude záviset na vlastnostech konkrétních laserových zdrojů.

Počítá se s využitím v atomové fyzice u fotoionizace a fotoexcitace, kdy by laser na jedné vlnové délce mohl budil laser na mnohem menší vlnové délce. Rentgenovým laserem je možné zvyšovat populace určité hladiny důležité pro fluorescenci. Je možné rovněž realizovat miniaturní urychlovač elektronů - centimetrové analogie kilometrových lineárních urychlovačů. Laser může generovat metastabilní hladiny a ty generují diskrétní impulzy. Urychlení je opačný proces nepružného rozptylu elektronů na atomech.

Rentgenové lasery se budou moci využívat i pro chemickou analýzu. Při excitaci elektronů z vnitřní hladiny bude možné zkoumat vliv na populaci okolních hladin. Bude možné realizovat bezdotykovou analýzu v metalurgii, při katalýze a v organických sloučeninách.

Počítá se s využitím v jaderné fyzice. Krátké vlnové délky umožní zviditelnění hustého termojaderného plazmatu. Bude rovněž možné zkoumat a ovlivňovat jaderné rozpady

zášahem do vnitřní konverze (zachycení elektronu z K slupky jádrem) při β^+ rozpadu a tím redukovat γ záření.

V radiační chemii bude možné měnit chemický stav s časovou konstantou $10^{-15} \div 10^{-12}$ s, potřebnou pro studium rychlých reakcí v pevných látkách a při disociaci.

Rentgenové lasery naleznou široké uplatnění při výrobě optických mřížek s hustotou vrypů menší než $1 \mu\text{m}$, v litografii při miniaturizaci integrovaných obvodů elektronických prvků a v biologii pro zviditelnění buňky a membránových přechodů. Je očekáváno uplatnění pro vlnové délky ve „vodním okně“ $2.3 \div 4.4 \text{ nm}$, v němž je možné vizualizovat např. jednotlivé části buňek. Využití je možné i v holografii, tomografii a krystalografii.

8. Jaderná fúze

8.1. Výroba a zdroje energie

Celkový výkon současných elektráren na celém světě dosahuje hodnoty 11÷12 miliard kW. Při počtu 6 miliard lidí na Zeměkouli připadá na každého z nás průměrně 2 kW, což jsou obrazně řečeno tři koňské síly nepřetržitě ve dne i v noci. Mezi jednotlivými zeměmi jsou velké rozdíly (USA 11 kW, rozvojové země v průměru 0.3 kW). Energetickými zdroji jsou především tzv. fosilní paliva - na celkové produkci se ropa podílí 38 %, uhlí 28 % a zemní plyn 21 %. Zbýlých 13 % přísluší hydroelektrárnám (7 %) a štěpným jaderným reaktorům (6 %). Roční spotřeba fosilního paliva je 10 miliard tun a má řadu vážných ekologických důsledků. Vede k rychlému vyčerpání světových zásob ropy a plynu. Tyto suroviny by mohly být lépe využity v chemii, kde jsou v řadě technologií nenahraditelné. Zásoby uhlí se zatím zdají být dostatečné. Těžba a transport obrovského množství fosilních paliv porušuje a znečišťuje zemi i moře. Je třeba stále si připomínat že žijeme ze zásob vytvářených na Zemi po milionech let a neseme odpovědnost za to, co přijde po nás.

Dalším velice závažným ekologickým problémem je plynný oxid uhlíku uvolňovaný do atmosféry při hoření. Za rok je to 10 miliard tun. Část se vrátí zpět do biosféry při fotosyntéze, ale část zůstává v atmosféře a pohlcuje se oceány. Jeho koncentrace se neustále zvyšuje. V porovnání se začátkem průmyslové revoluce se zdvojnásobila. Tato prudká změna důležité komponenty v atmosféře a biosféře má silný vliv na fyzikální vlastnosti atmosféry a produkci biomasy - snižuje propustnost elektromagnetických vln v infraoblasti (tzv. skleníkový efekt), zesiluje cirkulaci vzdušných proudů, mění půdní vlhkost a podmínky pro zemědělství. Změny postihují všechny geografické šířky bez ohledu na vyspělost civilizace. V polovině příštího století při zachování současného trendu růstu spotřeby fosilních paliv se předpokládá zvýšení teploty zemského povrchu o několik stupňů. Důsledky této změny lze těžko odhadnout pro jejich širokou komplexnost a řadu zpětných vazeb. Jaké jsou možnosti změny energetických technologií a jak eliminovat vliv CO₂?

Další zdroje energie nabízejí štěpné a fúzní jaderné reaktory, Slunce, voda, vítr, geotermální energie a přílivová energie, jmenujeme-li ty nejvýznamnější. Podrobíme-li je rozboru, lze do budoucna uvažovat pouze o dvou z nich, jaderné a sluneční energetice. Štěpná jaderná energetika je preferována pouze v několika zemích - Francii, Belgii a Jižní Koreji. Tento zdroj nabízí možnost 3 % ročního přírůstku, jeho realizace však naráží jednak na komplikace spojené s radioaktivitou reaktoru a odpadu a jednak na psychickou bariéru veřejnosti vyvolanou havárií v Černobyli. Slunce je silný zdroj energie, na povrchu Země však má záření nízký plošný výkon. Využití je dále komplikováno vysokými náklady na výrobu a omezením na část denní doby a některé geografické polohy. Podíl hydroelektráren se nemůže podstatně zvýšit, neboť vhodná místa na velkých řekách jsou již využita. Podobně geotermální zdroje, vítr, příliv a další alternativní zdroje ani v budoucnu nepokryjí více než 1 % celkové výroby energie.

Je zřejmé, že uvedené zdroje nenabízejí okamžité řešení. Můžeme pouze snižovat negativní ekologické důsledky, například nahrazovat uhlí a naftu zemním plynem, jež má při stejném výkonu menší produkci CO₂ a omezovat celkovou energetickou spotřebu.

Jedinou možnou alternativou do budoucna je řízená termojaderná fúze. Při jaderné fúzi dochází ke slučování nejllehčích prvků na těžší a uvolňuje se značné množství energie. Tímto

způsobem si obstarávají energii hvězdy včetně Slunce. Je to nejučinnější a ekologicky bezesporu nejčistší zdroj energie ve vesmíru.

8.2. Úvod a principy jaderné fúze

V první generaci reaktorů se počítá s nejnáze realizovatelnou reakcí přeměny těžších izotopů vodíku deuteria a tritia na helium a neutron (D–T reakce).



Zdrojem deuteria je na Zemi voda. Poměrné zastoupení deuteria ve vodíku je v přírodě 1 : 6700 a energetická zásoba deuteria v mořích a oceánech se odhaduje na 10^{31} J, což je o 10 řádů více než současná roční výroba a je tedy prakticky nevyčerpatelná. Zásoby tritia jsou omezené. Tritium je nestabilní, vyrábí se z izotopu lithia



a zásoby se odhadují asi na 50 let. Nevýhodou při realizaci této reakce je kromě omezených zásob také radioaktivita. Tritium má poločas rozpadu 12.4 roku a s tím souvisí komplikace při výrobě, skladování, transportu a vlastním spalování. Neutrony vznikající při této reakci nesou podstatnou část uvolněné energie a předávají ji při pohlcení nejčastěji ve vodní náplni vnitřního okruhu a ve stěnách jádra reaktoru. Znehodnocují při tom konstrukční materiály vytvářením radioaktivních izotopů. Radioaktivita je však asi o 3 řády nižší než radioaktivita jaderných štěpných reaktorů se stejným výkonem. Ozařované komponenty vnitřku reaktoru lze využívat po desetiletí. Nemůže se vytvořit řetězová reakce a tudíž nemůže dojít ani k havárii podobně jako v Černobylu. I při přírodní katastrofě by zamořená oblast měla průměr asi 1 km a radiace by nepřesáhla běžných hodnot pozadí.

V další generaci reaktorů se počítá s využitím reakce přímého slučování deuteria na helium (D–D) reakce,



s níž není spojena žádná přípravná radiace a vznik neutronů a kde je možné uvolněnou energii přímo využívat pro výrobu elektrické energie bez tepelného mezistupně. Reakce však předpokládá vyšší hustoty a teploty.

Pro realizaci jaderného slučování je vysoká teplota a hustota nutnou podmínkou, neboť umožní při srážkách částic překonání odpuzivých elektrostatických sil jader. V principu jsou možné dva přístupy udržení plazmatu odděleně od stěn, jednak je možné udržovat plazma silným magnetickým polem a jednak setrvačnou silou rozpínajících se odpařených vnějších vrstev.

První nadějně výsledky byly získány v polovině padesátých letech na zařízení principu magnetického pinče [14,39]. Záhy se však ukázalo, že zvládnutí řízené termojaderné fúze není tak jednoduché jako např. realizace jaderného štěpného reaktoru. Dosažení vysokých teplot a hustot brání nestabilitě, které způsobují rozpad plazmatu dříve, než je možné do něj převést energii. Další výzkum řízené termojaderné fúze se soustředil na tokamaky, v nichž je plazma relativně řídké a nestabilitě je možné omezit. Toroidální zařízení tokamak vzniklo začátkem 60. let v Ústavu atomové energie I. V. Kurčatova v Moskvě. Plazma je udržováno v magnetické nádobě, kde je magnetické pole vytvořené proudem vnějších cívek a indukovaným proudem v plazmatu toroidu. Na dnešních velkých zařízeních se při vysoké hustotě energie negativně projevují nelineární jevy - turbulence a svazkování. Jako reakce na komplikace spojené s tokamakovým plazmatem se v 70. letech rozběhl výzkum inerciální

termojaderné fúze, založené na principu komprese milimetrových kuliček (peletů) plněných směsí deuteria a tritia pomocí fokusovaných impulsních laserových svazků. Konverze energie laseru do vzniklého horkého a hustého plazmatu je spojena s generací intenzivního rentgenového záření, iontů s velmi vysokou násobností a velkou energií, a silných magnetických polí. Třetí směr v jaderné fúzi dnes představují pulzní magnetické pinče. Jsou založeny na principu komprese plazmatu silnými proudy řádu MA a vlastním magnetickým polem velikosti kT. Jsou rovněž, jako lasery, zdrojem hustého a horkého plazmatu. V magnetických pinčích se kombinují principy magnetického udržení plazmatu tokamaků a inerciálního udržení laserové fokusace v relativně jednoduché konfiguraci, kde lze využít v důsledku silných vnějších elektrických a vlastních magnetických polí přirozených sklonů k samoorganizovanosti. Velkou výhodou je relativní jednoduchost a ekonomičnost aparatur.

8.3. Základní směry

V 80. letech bylo dáno do provozu 5 velkých tokamakových zařízení TFTR - USA, JET - Evropské společenství, JT 60 - Japonsko, Tore Supra - Francie a T - 15 Rusko. Na těchto zařízeních bylo dosaženo 20 % fúzního zisku v porovnání s energií vstupní. Teplota plazmatu se zvyšuje dodáním další energie neutrálními atomy nebo vysokofrekvenčně. Přesto, že dodatečná energie převyšuje energii původního ohřátí o řád, k očekávanému nárůstu teploty nedochází a naopak se zkracuje doba udržení. Zda bude východiskem režim se zlepšeným udržením se teprve ukáže. V 90. letech se na zařízeních JET a TFTR realizovaly tritiové experimenty. Potvrzují hodnoty vypočtené numerickým kódem. Zkušenosti budou využity při realizaci budoucího projektu ITER, který by měl být posledním předstupněm budoucího fúzního reaktoru

Výzkum inerciální termojaderné fúze za pomoci plazmatu produkovaného na povrchu pevného terče intenzivním laserovým svazkem započal ve světě v první polovině 70. let. Nejkomplexnější program tohoto druhu - k jeho hlavním iniciátorům patřil Edward Teller - byl rozvinut v Lawrence Livermore National Laboratory v USA, která si dodnes udržuje vedoucí pozici prakticky ve všech výzkumných a aplikačních oborech souvisejících s fyzikou laserového plazmatu. Studium této problematiky se začaly experimentálně i teoreticky zabývat desítky dalších laboratoří ve světě a do výzkumu se zapojily i malé země - záhy začalo být zřejmé, že jde o téma zahrnující vedle samotné termonukleární fúze velmi široké spektrum fyzikálních problémů, mající značné technologické aplikace a stimulující vývoj špičkové detekční techniky a impulzní elektroniky. V této souvislosti lze z evropských laboratoří zmínit například Rutherford Appleton Laboratory a Queen's University of Belfast (UK), Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses při École Polytechnique (F), Max Planck Institut für Quantenoptik (D), Pals v Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd České republiky), Frascati Centre (Itálie), University of Lund (Švédsko), University of Bern (Švýcarsko), Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion (Polsko), atd. S některými z těchto pracovišť, zejména britskými, francouzskými a polskými, má ČR rozvinuté intenzivní odborné i osobní kontakty.

Vlastní výzkum termojaderné fúze iniciované lasery prodělal několik etap. Řada aspektů tohoto výzkumu prováděná na obřích laserových systémech totiž po řadu let podléhala utajení, vzhledem ke zřejmým analogiím s problémy studovanými v kontextu vývoje jaderných zbraní (pouze japonský Institute for Laser Energetics v Osace a Laboratory for Laser Energetics při Univerzitě v Rochesteru zveřejňovaly své výsledky v plném rozsahu). V prosinci 1993 však Lawrence Livermore National Laboratory odtajnila výsledky svého dominantního konceptu inerciální termojaderné fúze, tzv. nepřímého ohřevu (indirect drive),

z nichž je zřejmé, že výzkum této problematiky se nachází ve velmi pokročilém stadiu. Zážehu termojaderné reakce se mělo dosáhnout laserem NIF o energii 1÷2 MJ. Laserový systém sloužící plně civilnímu programu je v provozu v Osace v Japonsku.

Na velkých pinčových zařízeních v západní Evropě (Imperial College London, École Polytechnique Paris, Universität Düsseldorf) se studuje imploze tenkých vláken na zařízeních s proudy kolem 1 MA a dobou nárůstu 200÷400 ns. Největší evropská zařízení jsou vybudována v Rusku v Troitsku Angara (5 MA, 150 ns) a zařízení S-300 (3.5 MA, 70 ns) v Ruském výzkumném centru (RRC) v Kurčatovově ústavu (Moskva). Toto unikátní zařízení výkonem převyšuje velké západoevropské aparatury a jedním z jeho základních cílů je program jaderné fúze.

Simulace pinčových výbojů se provádí ve všech uvedených centrech. Numerická simulace je vzhledem k 3D charakteru zatím v počátcích svého vývoje a vysvětlení generace elektronových, iontových a rtg impulsů se spojuje s hypotézami magnetického dynama a alfa efektu [24], neideálního plazmatu [22], zářivého kolapsu [19] a dvojvrstev s malou disipací energie mezi elektronovou a iontovou komponentou [22]. Simulační výpočty pro jadernou fúzi jsou koordinované prof. Linhartem [40] a poslední současné výsledky předpokládají rozvoj detonační vlny při parametrech 5 MA s nárůstem 10 ns. Během této krátké doby se nestačí rozvinout MHD nestability. Profesor Linhart také navrhl reaktor založený na principu vodíkových mikrobomb při z-pinčovém výboji [34]. Nové možnosti nabízí 3D simulace MHD modelů s rezistivitou realizující samoorganizaci plazmatu v magnetických polích [41].

Dosažení parametrů fúze bude možné testovat na zařízeních projektovaných v Sandia National Laboratories v USA - (X, 60 MA) a v Rusku (Bajkal, 60 MA). Výzkum na evropské nebo celosvětové úrovni ještě není koordinován. Značné úsilí v tomto směru vyvíjí Internatinal Centre for Dense Magnetized Plasma ustavené ve Varšavě v roce 1999.

8.4. Výzkum v ČR

Česká republika se na termojaderném výzkumu podílí již více než 30 let prostřednictvím Ústavu fyziky plazmatu AV ČR. V ústavu existuje malý tokamak CASTOR a experimentální fyzici ústavu jsou zapojeni do aktuálního výzkumu hustotních a elektrostatických fluktuací na okraji a magnetických fluktuací v jádře plazmatu. Některé práce teoretických fyziků se staly oficiální součástí projektu ITER v roce 1991.

Experimentální a teoretický výzkum laserem produkovaného plazmatu je v ČR rozvíjen na dvou pracovištích. Prvním z nich je Katedra fyzikální elektroniky FJFI ČVUT, kde byl koncem 70. let vybudován laserový systém (později nazýván Golem) na bázi Nd skla, poskytující na vlnové délce 1.06 μm energii až 10 J v pulzech o délce ~ 1 ns. V 80. letech byla na tomto systému realizována řada velmi hodnotných experimentů, z nichž je nutno především zmínit studium tzv. plazmatického zrcadla, pilotní studium konverze energie laserového svazku do rtg záření, vývoj a testování rentgenové diagnostiky s časovým rozlišením (křemíkové PIN diody pracující v oboru nanosekund) a implementací prvků CCD. Pracovníci katedry se dále věnují počítačové simulaci vysokoparametrového plazmatu a v poslední době zejména problémům souvisejícím s interakcí ultrakrátkých laserových pulzů s hmotou. Mnohé z těchto aktivit vzešly z rozsáhlé spolupráce katedry se zahraničními i tuzemskými pracovišti a jsou nadále v těchto intencích rozvíjeny.

Druhým tuzemským pracovištěm studujícím laserové plazma je oddělení fyziky plynových laserů Fyzikálního ústavu AVČR, disponující jódovým fotodisociačním laserovým systémem PERUN. Systém PERUN ve Fyzikálním ústavu AVČR byl postaven v letech 1980 a 1987 s využitím některých součástí původního jódového laserového systému (čerpaného explodujícím drátkem) předaného do FzÚ z FIAN v Moskvě. Interakční experimenty byly na laserovém systému PERUN zahájeny v roce 1988 a v současné době zahrnují několik hlavních tematických okruhů, jmenovitě studium eliminace nehomogenit plazmatu indukovaných nehomogenitami laserového svazku prostřednictvím ozařování terčíku dvojpulzem, generace iontů s vysokou násobností, fyziku prepulzně čerpaných rtg laserů na středně těžkých prvcích ($Z=22\div 30$), generace rtg záření v spektrální oblasti typicky keV a testování detektorů rentgenového záření na bázi termoluminiscenčních krystalů. Většina uvedených témat je studována v rámci mezinárodní spolupráce. V současné době je v Praze v provozu jódový laserový systém PALS. Je to jedno z nejvýkonnějších zařízení v Evropě.

První malý zdroj vysoce energetického plazmatu na principu z-pinče byl postaven na Fakultě elektrotechnické (FEL) ČVUT v Poděbradech v 70. letech. Ve druhé polovině 80. let se pinčový systém Gas-puff instaloval v ÚFP a od roku 1990 po přechodu poděbradského pracoviště do Prahy začal na FEL výzkum z-pinče s konickou konfigurací elektrod. Experimenty prokázaly existenci kompaktní struktury s vysokou hustotou energie [17], extrémně dlouhou dobu emise rtg záření (FEL), existenci spirálních struktur a mechanismus generace rtg záření [42]. Dále se v experimentech podařilo zobrazit fázi rozpadu pinčového sloupce a nalézt souvislost mezi urychlením plazmatu, emisí záření a generací kompaktních struktur [9]. Význam uvedených závěrů spočívá v tom, že analogický vývoj projevují z-pinčové konfigurace obecně při vyšších a velmi vysokých energiích a proudech.

8.5. Perspektivy

Výzkum v budoucnosti bude probíhat v rámci integrovaného mezinárodního výzkumu. Významný je projekt ITER, kde se spojili čtyři partneři - Evropské společenství, Japonsko, Rusko a USA. ITER představuje stavbu tokamakového zařízení s výkonem 1 GW s cílem realizovat princip jaderné fúze pro praktické účely. Průměr toroidální trubice je 10 m, magnetické pole 5.7 T a proud 22 MA. Výstavba bude trvat 10 let a potom se plánuje 15letý fyzikální a technologický výzkum. Zahájení projektu se zatím neustále odkládá z finančních důvodů. V následující fázi se počítá se stavbou termonukleární elektrárny na principu tokamaku, což při současné redukci prostředků na výzkum představuje skutečné využití této energie za 30 až 50 let.

Inerciální fúze vyžaduje pro svou realizaci vyvinutí dostatečně výkonného pulzního zdroje energie s účinností 5÷10 %, opakovací frekvencí 1÷10 Hz a životností 10^9 pulzů. Zatím se zdají nejvhodnější Nd lasery, ty mají ovšem účinnost pouhých 0.1 % (koncepte NIF). Vážným problémem jsou velmi rychlé elektrony, které pronikají do jádra peletu a zahřívají jej příliš brzy. Rovněž nárůst energie, který realizují dnešní lasery je velmi pomalý na dostatečný ohřev peletu. Možným alternativním zdrojem energie jsou svazky lehkých a těžkých iontů. Lehké ionty jsou ekonomicky výhodné, potíž je v jejich obtížné fokusovatelnosti. Těžké ionty jsou snáze fokusovatelné, cenově náročné jsou jejich urychlovače. Další vývoj výzkumu v tomto století tedy bude záležet na výsledcích experimentů příštích let. Testování

technologických problémů při výrobě elektrické energie inerciální fúzí by mělo probíhat ve druhé dekádě 21. století. Výstavbu prototypu elektrárny lze očekávat po roce 2030.

Magnetické pinče budou perspektivní, pokud bude možné využít generace vysoce-energetických částic a záření k účinnému fúznímu výkonu. Jsou přírodě vlastní a doprovázejí vývoj vesmíru od jeho počátku.

a) magnetické udržení

Výzkum bude probíhat ve dvou paralelních větvích, na tokamacích a ve stelarátorech. Tokamaky jsou koncepčně jednodušší. Toroidální konfigurace umožňuje udržení plazmatu převážně vlastním proudem. Dosažené fúzní parametry jsou ze všech alternativ nejvyšší. Na zařízení JET a TFTR proběhly experimenty s D-T náplní při zisku $Q=1$. Podstatný pokrok se očekává od zahajovaného projektu ITER.

Udržení ve stelarátorech zajišťuje vnější spirálové (helikální) magnetické pole. Helikální systémy jsou stabilnější, částice se pohybují ve větší vzdálenosti od povrchu a hůře se udržuje vysoká teplota. V současné době jsou velká zařízení o řád menší než tokamaková. Byla dokončena stavba MJ aparatury Large Helical Device (LHD) v Nagoyi a dvě další ZAS a WA-X jsou v provozu ve Wendelsteinu v BRG.

Cílem fúzního snažení je dosažení podmínek pro zapálení a udržení D–T reakce vyjádřených kritériem pro součin hustoty, teploty a času:

$$n_i T_i t \approx 6 \times 10^{21} \left[\text{m}^3 \text{keVs} \right]$$

Diskutovat lze maximální možnosti uvedených parametrů. U koncentrací existuje dnes horní omezení. Pro tokamaky je určeno magnetohydrodynamickou nestabilitou, kdy při překročení hranice $n \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ dochází ke ztrátě rovnováhy a rozpadu horkého plazmatu v době několika milisekund. Stelarátory jsou vůči magnetohydrodynamické nestabilitě odolnější ale při vyšších koncentracích klesá povrchová hustota energie a horní mez je určena hranicí $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Druhým parametrem je čas udržení. Je závislý na rychlosti úniku částic magnetickým povrchem. Při tlakových a proudových nehomogenitách dochází k turbulenci, srážkám a disipaci energie. Indukuje se radiální elektrické pole, vytváří se poloidální turbulence a proud dostává složitý charakter. Omezení teploty unikajícími částicemi je v toroidálních i v helikálních systémech podobné. Významným experimentálním poznatkem je prokázaná existence různých módů stabilních režimů. Základním módem je tzv. low-energy mód (L-mód). Je to standardní referenční režim, který se uplatní při nižším zahřívacím výkonu. Při experimentech na tokamacích i stelarátorech se může rozvinout i tzv. high-energy mód (H-mód), forma zlepšeného udržení, která spočívá v redukci transportu. U povrchu plazmatu se vytvoří bariera se silným radiálním elektrickým polem, kdy během krátkého času asi 10 μs poklesne fluktuace a vzroste gradient tlaku. Fyzikální podstata H-módu není uspokojivě vysvětlena. Filamenty nehomogenit na povrchu jsou orientovány podél poloidálních křivek. Zdá se, že příčinou omezené radiální fluktuace a turbulence je radiální elektrické pole E_r . Radiální elektrické pole má tři komponenty:

$$E_r = \frac{\Delta p_i}{\Delta n_e} + v_\phi B_\theta - v_\theta B_\phi$$

Pro H-mód jsou podstatné hodnoty odporu, viskozity a gradientní délky na okraji plazmatu. Je možné, že se uvnitř objemu plazmatu vytváří opačný smysl magnetické helicity. Tento fakt je spojen s dalším významným jevem v tokamacích s dutým profilem proudu, tzv. bootstrapovým režimem. Ještě není zcela jasné, zda je třeba lokální helicity, zda je helicity nutnou nebo podpůrnou podmínkou a zda je u helikálních systémů při H-módu stejně silná toroidální rotace jako u tokamaků.

Třetí veličinou v uvedeném kritériu je teplota. Teplota uvnitř plazmatu roste v důsledku srážkového transportu a klesá v důsledku úniku částic při srážkách. Zde by se opět mohla dobře uplatnit helikální pole. Nejvyšší hodnoty iontové teploty v jádře plazmatu ≈ 1.5 keV byly získány při omezeném radiálním driftu v TFTR.

Při dalším výzkumu bude hrát významnou roli režim zlepšeného udržení. Bifurkace a nerovnovážné podmínky zde posouvají fyziku plazmatu do oblasti nelineární dynamiky. Velmi důležitý bude rozvoj nových diagnostických technik a numerické modelování. Výrazným trendem je posun experimentů do vyšších koncentrací plazmatu, silnějších magnetických polí a bootstrapového proudu.

b) Inerciální udržení

Ve výzkumu druhého základního směru v jaderné fúzi, inerciálním udržení, se rovněž mění koncepce. Při ukončených experimentech jak v Livermorské národní laboratoři tak na japonské Gekko 12 se ukázalo, že při vysokých výkonech se objevují velké problémy se symetrií peletu i svazků a při používaných μm vlnových délkách je nárůst energie již pomalý a suprateplé elektrony prohřívají a rozšiřují vnitřní část terče dříve než přijde vlna hlavního fúzního zapálení. Nové směry, které hledají pokračování výzkumu inerciálního udržení, vycházejí z růstu intenzity světla s velmi krátkou femtosekundovou délkou impulsu. Při fokusaci laserového záření na intenzity

$$I > 10^{19-20} \text{ Wcm}^{-2}$$

magnetická síla převyšuje elektrickou a magnetická interakce tohoto svazku s plazmatem se podstatně mění. V takto intenzivním elektromagnetickém záření se projevují nelineární efekty a vytváří se spontánní kvazistatická magnetická pole s dlouhou dobou života. Výzkum v tomto směru probíhá zatím formou numerického modelování. Při symetrickém svazku záření dochází k pinčování a při průchodu plazmatem i k fokusaci svazku rychlých částic. Při fúzi na principu laserových nebo iontových svazků by suprateplé elektrony mohly kolimovat a realizovat přenos energie z řidšího periferního prostředí do hustých oblastí jádra a zapálit fúzní palivo. Simulace ukazují, že v plazmatu dochází k samofokusaci a k rozštěpení na několik filamentů. Filamenty se navzájem přitahují a mohou se propojit do společného kanálu. Magnetické pole pro $\lambda \approx 1\mu\text{m}$ je 10 kT. Není zatím zcela jasné, jaká magnetická struktura se formuje ve stopě za světelným pulzem a jak jej zpětně ovlivňuje. Zdá se, že zde vznikají víry s pravidelnou periodicitou a rozšiřují se rychlostí světla. Tento jev má kromě uplatnění pro fúzi také astrofyzikální význam pro jevy na povrchu neutronových hvězd.

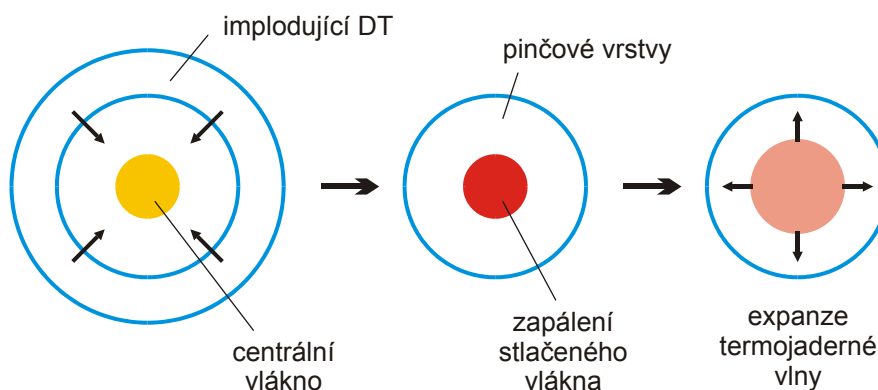
V současném pojetí inerciální fúze je sférický terč adiabaticky stlačován na vysokou hustotu a v centru by se měla zapálit horká jiskra. Pro zapálení je potřebný vysoký fúzní zisk ($Q \gg 1$) a kompresní stlačení na hustotu 600 g cm^{-3} s parametrem $\rho R \sim 0.3-4 \text{ g cm}^{-2}$ při teplotě 5 keV. Při vysokých energiích světelného svazku je třeba počítat s velmi krátkou dobou pulzu. Při délce pulzu, která by byla kratší než relaxační čas vytvoření rovnováhy 10 ps, bude imploze izochorická., neboť se nestačí změnit objem. V tomto případě není potřebný vysoký

stupeň symetrie. V současné době se nově v Livermorské laboratoři realizují pulzy s délkou 100 ps fokusované do průměru 100 μm s intenzitou 10^{17} Wm^{-2} . Při interakci intenzivní vlny s plazmatem se formuje řada nestabilit - stimulovaný Ramanův rozptyl (na elektronové plazmatické vlně) a stimulovaný Brillouinův rozptyl na iontové akustické vlně a dále pondomotivní nebo termální filamentace. Při realizaci fúzních podmínek je nutné minimalizovat srážkovou absorpci (intenzivní záření při volně-volných přechodech) a nestability. Ve svazku vznikají horké tečky a je třeba potlačit jejich vyzařování. Rovněž filamentace svazku může vyvolávat rozšiřování laserového svazku. Je třeba prozkoumat vzájemné ovlivňování Ramanova a Brillouinova rozptylu, zda se dají oba potlačit současně.

c) Koncepce fúze s magneto-inerciálním udržením

Reaktor na principu z-pinče může pracovat tak, že na centrální vlákno deuteria v pevné fázi imploduje liner ze směsi D-T. Liner při urychlení získá energii $\sim 25 \text{ keV}$ a je schopen předat ji vláknu. Ve vláknu se zapálí fúzní jiskra, uvolňují se α částice a α částicová vlna se šíří vrstvou. Zařízení má nízkou vstupní intenzitu 10^{11} Wm^{-2} . Schematicky je průběh fúze znázorněn na Obr. 42. Vnější deuterio-tritiová vrstva se nárůstem proudu $\sim 10 \text{ MA}$ během času $\sim 100 \text{ ns}$ urychlí na 10^5 ms^{-1} . Pokud je dostatečný stupeň symetrie, předává svou kinetickou energii do tepelné energie během krátkého času několika ns. V této fázi dosahuje pinč poloměru desetin mm a centrální hustota převyšuje hustotu pevné fáze o 1÷2 řády. Rychlý růst proudu v pinči by měl zamezit rozvoji nestabilit. Při vstupní energii $\sim 10 \text{ MJ}$ dosáhne teplota 25 keV a dojde k zapálení. Při 25 % využití paliva by uvolněná fúzní energie byla rovněž $\sim 10 \text{ MJ}$.

Z-pinčový výzkum zatím zdaleka není na úrovni výzkumu tokamakového a laserového. Teprve se začíná vyvíjet. Současná koncepce výzkumu je založena na produkci silného rentgenového záření, které je zdrojem nepřímého ohřevu deuteriového peletu. Východiskem pro další poznatky jsou zahajované projekty aparatur Bajkal a X.



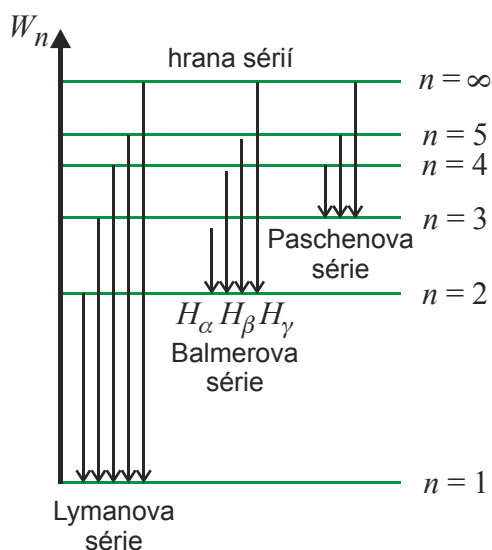
Obr. 42: Princip z-pinčové fúze.

IV. VIZUALIZAČNÍ A RENTGENOVÁ DIAGNOSTIKA ENERGETICKÉHO PLAZMATU S VYSOKOU HUSTOTOU

9. Spektroskopická diagnostika

9.1. Čárové spektrum atomů a iontů

Nejjednodušší čárové spektrum má vodík s jedním elektronem ve svém obalu. Energetické hladiny jsou znázorněny na Obr. 43.



Obr. 43: Schéma vodíkových energetických hladin.

Přechody na základní hladinu emitují Lymanovu sérii v UV oblasti $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma \dots$, přechody na 2. hladinu emitují Balmerovu sérii ve viditelné oblasti $B_\alpha, B_\beta, B_\gamma \dots$, přechody na 3. hladinu emitují Pashenovu sérii v infračervené oblasti $P_\alpha, P_\beta, P_\gamma \dots$. Podobná spektra jako vodík mají vodíku-podobné prvky s jedním elektronem ve valenčních slupkách. Jejich energetické hladiny jsou z^2 krát vyšší než vodíkové. Atomy a ionty s více elektrony mají mnohem složitější skladbu hladin. Intenzity jednotlivých čar jsou různé a jsou určeny pravděpodobnostmi přechodů při rovnovážných podmínkách. Jednotlivé hladiny mají své násobnosti dané vedlejším kvantovým číslem.

Optická spektra jsou emitována při přechodu valenčních elektronů a *rentgenová spektra* při přechodu elektronů ve vnitřních uzavřených slupkách. V kapitole o elementárních procesech se konstatuje, že dominantní vliv na populaci jednotlivých hladin mají srážky volných elektronů a zářivé přechody. V případě termodynamické rovnováhy dominují srážky s volnými elektrony a zářivé procesy tvoří méně než 10 % přechodů. Model popisující tento stav se nazývá *modelem lokální termodynamické rovnováhy* (LTR). Jsou-li dominantními zářivé přechody (v řídkém plazmatu), používá se *model koronální*. V případech, kdy se uplatní jak srážkové tak zářivé přechody je třeba používat kombinovaného *srážkově-zářivého modelu*. Pro záření hustého a nedegenerovaného plazmatu se používají LTR a srážkově-zářivé modely.

Intenzita I_{mn} spektrální čáry mezi hladinami m a n je dána jednoduchým vztahem

$$I_{mn} = P_{mn} N_m h \nu_{mn},$$

kde P_{mn} je pravděpodobnost přechodu a N_m populace horní hladiny.

9.2. Model lokální termodynamické rovnováhy (LTR)

Model LTR se aplikuje v případě dominujících elektronových srážek. Pro volné elektrony platí Maxwellovo rozdělení rychlostí:

$$dn(v) = A n v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv$$

Vázané elektrony jsou rozděleny do jednotlivých hladin podle Boltzmannova rozdělení:

$$\frac{n_m}{n_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}},$$

kde n_m a n_n jsou populace hladin m a n v 1 m^3 , g_m a g_n jsou násobnosti hladin m a n . Intenzita vyzařované čáry je potom

$$I_{mn} = \frac{k}{\lambda^3} f_{mn} \frac{g_m}{g_n} n_n e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}},$$

kde f_{mn} je síla oscilátoru pro přechod z hladiny m na n . Populace iontů různé násobnosti jsou určeny Sahovou rovnicí:

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} n_e = \frac{\sigma_{z+1}}{\sigma_z} A(kT)^{5/2} e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

kde indexy z a $z+1$ označují násobnost ionizace, σ je statistická (partiční) suma iontu a E_i je ionizační energie příslušného iontu.

Při rovnovážných podmínkách je rozdělení rychlostí volných elektronů dáno Maxwellovým rozdělením, zastoupení iontů Sahovou a populace excitovaných hladin Boltzmannovou rovnicí.

Z poměru intenzit alespoň dvou spektrálních čar téhož prvku lze určit teploty a hustoty plazmatu

a) pro spektrální čáry téhož iontu

$$\frac{I}{I'} = \frac{\lambda'^3}{\lambda^3} \frac{fg}{f'g'} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}}.$$

Pro výpočet teploty je výhodnější logaritmická formule, která umožňuje využít více čar téhož iontu:

$$kT = - \frac{E - E'}{\ln \frac{I}{I'} - \ln \frac{\lambda'^3 fg}{\lambda^3 f' g'}}. \quad (9.2.1)$$

b) Pro spektrální čáry dvou iontů téhož prvku násobnosti z a $z+1$:

$$\frac{I_{z+1}}{I_z} n_e = 6 \times 10^{27} \frac{\left(\frac{gf}{\lambda^3}\right)_{z+1}}{\left(\frac{gf}{\lambda^3}\right)_z} (kT_e)^{3/2} e^{-\frac{E_i - E_{z+1} + E_z}{kT_e}} \quad [\text{m}^{-3}, \text{eV}] \quad (9.2.2)$$

c) Pro čáry různých prvků a a b je třeba znát poměr koncentrací obou prvků

$$\frac{I_a n_b}{I_b n_a} = \frac{f_a g_a}{\lambda_a^3 \sigma_a} \frac{\lambda_b^3 \sigma_b}{f_b g_b} e^{-\frac{\Delta E_a - \Delta E_b}{kT}} \quad (9.2.3)$$

Z formulky (9.2.1) je možné určit teplotu, z (9.2.2) elektronovou hustotu a z (9.2.3) složení zářícího rovnovážného plazmatu.

Teploty a koncentrace rovnovážného plazmatu je také možné určit z profilu spektrálních čar v případě, že máme k dispozici spektroskop s dostatečnou rozlišovací schopností pro zachycení profilu intenzity spektrální čáry.

Teplota má vliv na rozšíření spektrální čáry v důsledku Dopplerova jevu:

$$\Delta\lambda = \pm \frac{v}{c} \lambda \quad .$$

Označíme-li Dopplerovu šířku čáry

$$\Delta\lambda_D = \pm \frac{w}{c} \lambda \quad .$$

kde w je nejpravděpodobnější rychlost při teplotě T , je profil spektrální čáry určen vztahem

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_0}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \quad .$$

Podmínkou pro dostatečnou přesnost je mnohem větší Dopplerova šířka čáry než přístrojová šířka. V praxi se používá zjednodušený postup, kdy určujeme pološířku $\Delta\lambda_{1/2}$ (šířku v polovině maximální intenzity):

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \quad .$$

kde M je molární hmotnost iontu a T teplota v eV.

Musíme si být vědomi toho, že dopplerovské rozšíření spektrální čáry rovněž ovlivňuje i turbulence a radiální a rotační makroskopický pohyb. Hustotu elektronů lze zjistit určením intenzity elektrického pole E z tzv. Starkova jevu. Při něm dochází k rozšíření spektrálních čar s lorentzovským profilem:

$$I(\Delta\lambda) = \text{const.} \frac{1}{1 + (\Delta\lambda / \Delta\lambda_{1/2})^2} \quad \text{a}$$

$$n_e = C(N_e, T) \Delta\lambda_{1/2}^{3/2}.$$

C závisí slabě na elektronové koncentraci n_e a je tabelováno pro H_α a H_β v [43]. V principu je možné oddělit vliv Dopplerova a Starkova jevu.

Magnetické pole je možné spektroskopicky určit ze Zeemanova jevu. V magnetickém poli dochází ke štěpení čáry na 3 složky podle magnetického kvantového čísla $\Delta m = 0, \pm 1$. Prostřední komponenta má lineární polarizaci, krajní komponenty mají polarizaci kruhovou a jsou posunuty o

$$\Delta\lambda = \pm 46.74 \lambda^2 B.$$

Posunutí není velké. Pro magnetickou indukci 2 T a vlnovou délku 5×10^{-7} m je 3×10^{-11} m.

9.3. Stacionární srážkově-zářivý model

Model LTR vyžaduje elektronové koncentrace $n_e > 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Podle [3] je kritériem platnosti LTR podmínka:

$$n_e \geq 9 \times 10^{23} z^7 \frac{E_2^{z-1}}{E_H} \sqrt{\frac{kT}{E_H}} \quad [\text{m}^{-3}],$$

kde $z-1$ je excitační energie rezonanční hladiny a E_H ionizační energie vodíku.

Je-li elektronová koncentrace nižší, ve spodních hladinách se intenzivně projevují zářivé přechody a Boltzmannovo a Sahovo rozdělení již není splněno obecně. Aplikace je možná pouze pro vyšší hladiny, které jsou v rovnováze se základní hladinou vyššího ionizačního stupně. Největší odchylky od rovnovážného stavu nastávají pro populace základní a rezonanční hladiny. Vztahy pro LTR je možné použít pro takové energetické hladiny n , kde platí:

$$n_e \geq 7 \times 10^{24} \frac{z^7}{n^{17/2}} \sqrt{\frac{kT}{z^2 E_H}} \quad [\text{m}^{-3}].$$

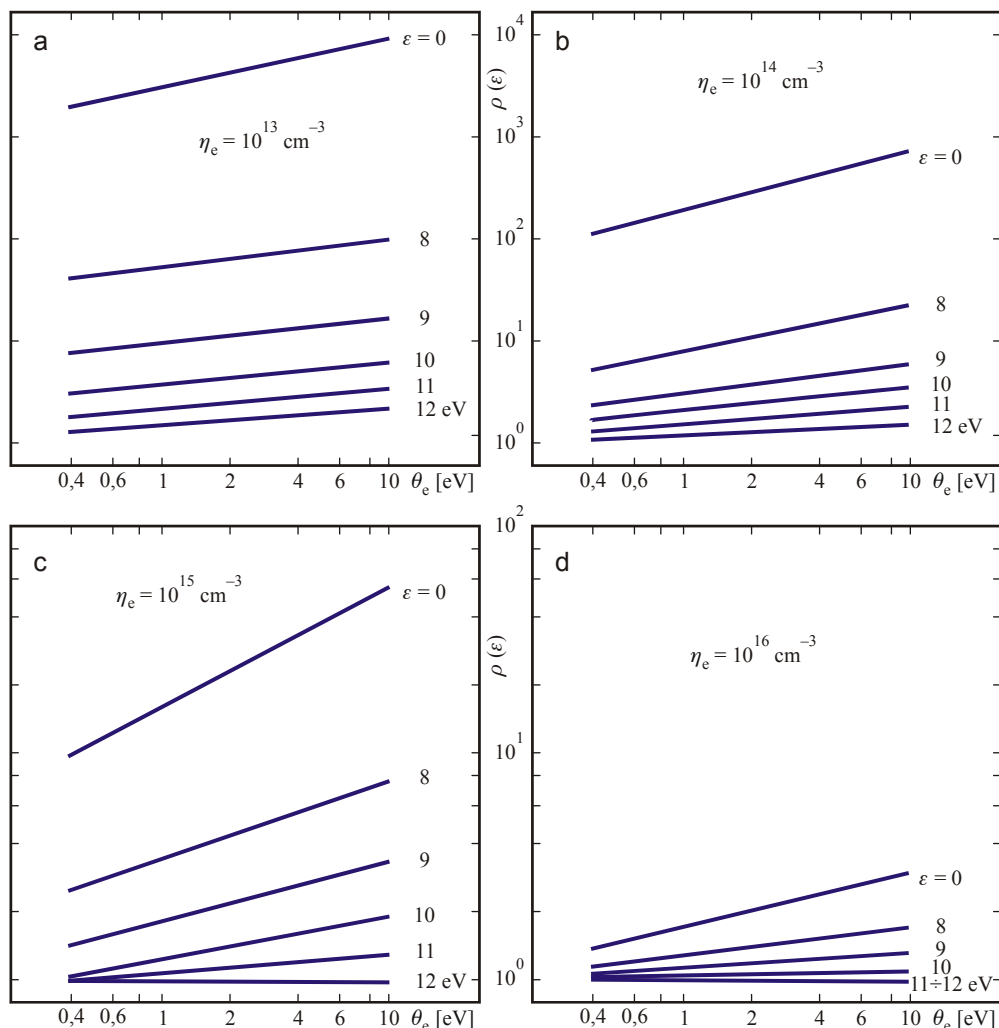
Pro nízké elektronové koncentrace $n_e < 10^{18} \text{ m}^{-3}$ se používá koronální model. V něm jsou populace hladin určující elektronové srážky pro excitaci a ionizaci a zářivé procesy pro rekombinaci a deexcitaci. Boltzmannovo ani Sahovo rozdělení neplatí.

Pro populace elektronových hladin v intervalu $10^{18} \div 10^{22} \text{ m}^{-3}$, to je v oblasti plazmatu obloukového, jiskrového a koronového, není možné použít ani model LTR ani koronální model a je třeba aplikovat komplikovaný srážkově-zářivý model.

Odchylka od LTR se projevuje v důsledku nezanedbatelných zářivých deexcitací a rekombinací v nižších energetických hladinách. Horní hladiny iontu jsou v rovnováze se základním stavem vyššího iontu a odchylka od rovnovážné populace roste s klesající excitační energií hladiny. Maxima dosahuje pro základní hladinu. Odchylka ρ pro vodíku-podobné hladiny k je definována podle [45]

$$\rho_k = \frac{n_{sz}(k)}{n_B(k)},$$

kde $n_{sz}(k)$ je populace k -té hladiny podle srážkově-zářivého modelu a $n_B(k)$ je populace k -té hladiny podle Boltzmannovy rovnice. Průběh faktoru ρ znázorňuje Obr. 44.



Obr. 44: Závislost faktoru ρ na elektronové teplotě a koncentraci.

Hodnoty ρ_k závisí na T_e , n_e , k a z . Hodnoty pro vodík a vodíkpodobné ionty jsou uvedeny v [45] a pro ostatní prvky a ionty v [46]. Princip zobecnění spočívá v určení zobecněného náboje ζ vztahem

$$\zeta_A^2 = \frac{E_{iA}}{E_{iH}},$$

kde E_{iA} je ionizační energie prvku A (pro vyšší ionty je tato hodnota dána součtem všech nižších ionizačních energií) a E_{iH} je ionizační energie vodíku. Pomocí zobecněného náboje se zavede redukovaná elektronová teplota předpisem

$$\theta_A = \frac{T_e}{\zeta^2}$$

a redukovaná koncentrace

$$\eta_{eA} = \frac{n_e}{\zeta^7}.$$

Dále je vhodné nahradit diskrétní řadu $\rho(k)$ spojitou funkcí. Určení odchylky od Boltzmanovy rovnice se provede tak, že se určí zobecněný náboj, vypočte redukovaná elektronová hustota a teplota a v grafu se odečte příslušná hodnota ρ . Ze známého ρ lze zpětně určovat teplotu z poměru intenzit podle rovnice (9.2.1) tím způsobem, že za intenzitu I dosazujeme redukovanou intenzitu I/ρ .

Ve spektrech výbojů jisker, oblouku a koróny se vyskytují odchylky od LTR nejen v důsledku nedostatečné elektronové koncentrace ale i v důsledku nehomogenity plazmatu v hustotách a v teplotách. Intenzita spektrální čáry (populace horní hladiny přechodu) je silně závislá na elektronové koncentraci a teplotě. Určíme-li elektronovou teplotu např. v plazmatu jiskrového výboje při nižším tlaku než atmosférickém, jsou ve spektru čáry kovů elektrod, náplně plynu a olejových par. Počítáme-li elektronové teploty z čar Fe I, Cr I, Cu I, jsou její hodnoty ~ 0.5 eV, z čar vodíku ~ 1 eV, z čar O II, N II 2 eV, z čar O III a N III 3 eV a He II 4 eV. Nejchladnější oblasti svítí silně v kovových parách, optimum Balmerových čar vodíku je ($5 \div 10\,000$ K). Teploty počítané z čar určitého iontu odpovídají optimálním teplotám pro jejich emisi. Lze shrnout, že pouhý výskyt určitých spektrálních čar určuje elektronovou teplotu plazmatu, který je emituje.

9.4. Nestacionární srážkově-zářivý model

Pro dosažení stacionárních populací srážkově-zářivého modelu je potřebný jistý čas relaxace. Relaxační časy pro vytvoření Maxwellova rozdělení rychlostí volných elektronů, pro vyrovnání energie elektronů a iontů a pro vytvoření nejvyšších ionizačních stupňů jsou určeny následujícími vztahy:

Relaxační čas pro rovnovážné rozdělení elektronů je

$$\tau_{ee} = \frac{T_e^{3/2} [\text{eV}]}{3 \times 10^{-6} n_e [\text{m}^{-3}] \ln \lambda},$$

relaxační čas pro vyrovnání teploty elektronů a iontů je

$$\tau_{ei} = \frac{T_e^{3/2} [\text{eV}]}{1.5 \times 10^{-6} \cdot n_e [\text{m}^{-3}] \ln \lambda} \frac{M}{2m},$$

a relaxační čas pro vytvoření iontů násobnosti z je

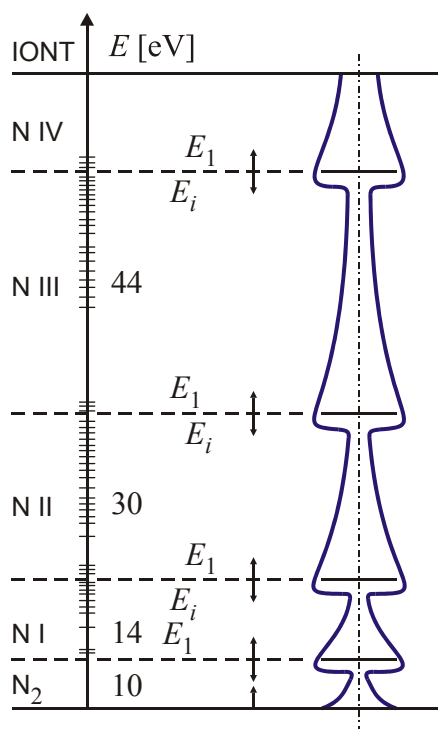
$$\tau_{ii} = \frac{\tau_{ee}}{z^4} \sqrt{\frac{M}{m}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} \frac{M}{2m}.$$

Nestacionarita nastává v případě, když časové změny teplot a koncentrací jsou kratší než relaxační časy. Pro určení relaxačního času plazmatu je třeba stanovit hierarchii relaxačních časů při počátečním nárůstu teploty, kdy dochází k excitaci a ionizaci. Největší překážkou a tedy nejpomalejším procesem je excitace vázaného elektronu ze základní hladiny do hladiny rezonanční. U vodíku je rozdíl energií obou hladin 10 eV a jelikož plazma má obvykle teplotu

několik eV je zřejmé, že jen velmi malá část volných elektronů má energii stejnou a větší než potřebných 10 eV. Vyšší hladiny se již obsazují snadněji, protože je elektron vázán k jádru slaběji a rozdíly mezi sousedními hladinami jsou menší. Excitační energie spektrální čáry roste s kvadrátem náboje iontu, proto se nejpomaleji tvoří ionty nejvyšší násobnosti. Je tedy zřejmé, že čas ustanovení stacionárního stavu je dán dobou populace rezonanční hladiny nejvyššího iontu.

Zajímavé jsou experimentální výsledky spektroskopické diagnostiky jiskrových výbojů, které ukazují, že ionty nejvyšší násobnosti se tvoří okamžitě po průboji a musí být generovány jiným mechanismem než postupnou ionizací tepelnými elektrony.

Jiná situace nastává při dohasínání plazmatu. V hierarchii průchodu elektronu vázanými hladinami dolů je nejhůře prostupná ta část excitovaných hladin, která se nalézá v intervalu od $3/2$ do $7/2 T_e$ pod ionizační hladinou. V těchto hladinách jsou malé pravděpodobnosti srážkových procesů čile probíhajících na vyšších hladinách a zářivé rekombinace, intenzivní v dolních hladinách jsou zde slabé. Nejhůře prostupná oblast rekombinujících vázaných elektronů se nazývá úzkým místem v rekombinačním energetickém spektru. Pravděpodobnosti přechodu do nižších hladin při rekombinaci lze znázornit přesýpacími hodinami (Obr. 45), kdy vázané elektrony v horních hladinách čekají na možnost přechodu do dolních hladin.



Obr. 45: Obsazení energetických hladin iontů dusíku při rekombinaci.

Čím rychleji rekombinace probíhá, tím výrazněji se úzké místo projeví. Existence úzkého místa má vliv na populaci hladin a omezuje zaplnění hladin pod úzkým místem, které je nižší než při odpovídajícím stacionárním stavu. Změna se projeví při výpočtu teplot a stane-li se, že vybereme jednu hladinu v úzkém místě nebo pod ním, pak může být vypočtená teplota několikanásobně vyšší, nebo dokonce při inverzní populaci záporná (např. hladiny N II s horními hladinami 24 eV a 26 eV).

V takovýchto případech rychlých rekombinačních nebo ionizačních změn je třeba použít teorie modifikovaného difúzního přiblížení, kdy se na rekombinaci a ionizaci pohlíží jako na difúzi vázaných elektronů diskretním prostorem energií. Zavádí se zobecněný koeficient rekombinace α a ionizace β . Při ionizaci dominují srážky elektronů a iontů, při rekombinaci asistují 3 elektrony. Jeden vyvolá srážku, druhý rekombinuje a třetí odnáší přebytečnou energii a hybnost. Celý proces popisuje rovnice

$$\frac{dn_e}{dt} = \beta n_e n_i - \alpha n_e^3 - \nabla J_e \quad .$$

Koeficienty α a β jsou závislé na teplotě elektronů, struktuře hladin a vlnové délce. Jejich výpočet je uveden v [46].

Na závěr jsou uvedena Griemova kriteria [46] pro relaxační čas ionizace pro vodíku–podobné ionty . Pro rezonanční hladinu

$$\tau_{1,z-1} = \frac{1.1 \times 10^7 z^3 n_z}{f_{21} n_e (n_z + n_{z-1})} \cdot \frac{E_{2,z-1}}{z^2 E_H} \left(\frac{kT}{z^2 E_H} \right)^{1/2} e^{\frac{E_{2,z-1}}{kT}} \quad .$$

a pro n-tou hladinu:

$$\tau_{n,z-1} = \frac{4.5 \times 10^7 z^3}{n^4 n_e} \left(\frac{kT}{z^2 E_H} \right)^{1/2} e^{\frac{z^2 E_H}{n^3 kT}} \quad kT [\text{eV}], n [\text{cm}^{-3}] \quad .$$

Je zřejmé, že např. při nárůstu teploty se nejdříve vyrovnají populace horních hladin iontů nižší násobnosti a nejpozději 1 a 2 hladina nejvyššího iontu.

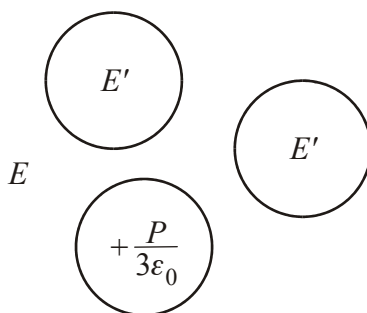
10. Vizualizace

10.1. Elementární teorie disperse

Použijeme základní definiční vztahy elektrického pole:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad \mathbf{P} = \kappa \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad \varepsilon_r = 1 + \kappa. \quad (10.1.1)$$

Vycházíme z modelové představy, že látka je složena z jednotlivých částic umístěných ve vakuu. Částice mají vlastní elektrický a magnetický moment. Označíme-li E střední hodnotu elektrického pole v látce, lze vyjádřit hodnotu E' jako efektivní hodnotu pole působící na molekulu. Je dána součtem vnějšího pole a pole vlastní částice. Nechť částice zaujímá sféru s poloměrem R (Obr. 46)



Obr. 46: Sféra částice ve vnějším poli.

Jaké je pole E' v místě lokalizace částice, tj. ve středu koule? Dodatečné pole ΔE je dáno polem dipólu $\Delta p = P \frac{4}{3} \pi R^3$. Tedy

$$\Delta E = \frac{\Delta p}{4\pi\varepsilon_0 R^3} = \frac{P \cdot \frac{4}{3} \pi R^3}{4\pi\varepsilon_0 R^3} = \frac{P}{3\varepsilon_0}.$$

V místě částice je pole

$$E' = E + \frac{P}{3\varepsilon_0}.$$

Každé molekule můžeme přiřadit dipólový moment

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}'.$$

Předpokládáme-li izotropní pole, je α skalár (v případě anizotropie je α tenzor). I v případě anizotropie je důležitá střední hodnota α ze všech možných orientací. Koefficient α se nazývá *střední polarizovatelnost jedné částice* a má rozměr $\text{kg}^{-1}\text{s}^{-4}\text{A}^2$. Polarizaci P (dipólový moment v jednotkovém objemu) s hustotou n částic je potom

$$P = np = n\alpha E'.$$

Susceptibilitu lze vyjádřit jako:

$$\kappa = \frac{P}{\varepsilon_0 E} = \frac{n\alpha'}{\varepsilon_0 \left(1 - \frac{n\alpha}{3\varepsilon_0}\right)},$$

Pro permitivitu potom platí:

$$\varepsilon_r = 1 + \kappa = \frac{1 + \frac{2}{3} \frac{n\alpha}{\varepsilon_0}}{1 - \frac{n\alpha}{3\varepsilon_0}},$$

Z této rovnice určíme α :

$$\alpha = \frac{3\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)}{n(\varepsilon_r + 2)} = \frac{3\varepsilon_0}{n} \left(\frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \right).$$

kde je použita substituce pro index lomu N :

$$\varepsilon_r \mu_r = N^2.$$

Za předpokladu, že N je blízké 1, lze α vyjádřit jednodušeji

$$\alpha = \frac{3\varepsilon_0}{n} \cdot \frac{N^2 - 1}{N^2 + 1} = \frac{\varepsilon_0}{n} (N^2 - 1).$$

Odtud je zřejmé, že ze známého indexu lomu N lze určit polarizovatelnost α a naopak. Veličina α popisuje vlastnosti jedné částice, někdy je vhodnější vztahovat polarizovatelnost k 1 molu:

$$A = \frac{n_A \alpha}{3\varepsilon_0}.$$

A je molární refrakce, n_A je Avogadrovo číslo. Úpravou lze získat vhodnější vyjádření

$$a = \frac{M}{3\rho} (N^2 - 1),$$

kde M je molární hmotnost a ρ hustota látky. Molární refrakce má výhodu aditivity. Pro dva plyny platí

$$A = \frac{s_1 A_1 + s_2 A_2}{s_1 + s_2}.$$

kde s_i jsou molární množství plynů s molárními refrakcemi A_i . Vztah platí s přesností 10 %.

V Tab. 1. jsou uvedeny hodnoty molárních refrakcí některých prvků.

Prvek	A	α
H	1,02	
C	2,11	
O	2,01	
S	8,23	
Cl	5,72	
F	1,0	
Elektron		33×10^{-40}

Tab.1: Tabulka molárních refrakcí

V dalším kroku je třeba odvodit disperzní rovnici, tj. závislost fázové rychlosti (nebo indexu lomu) na vlnové délce. Je třeba vyšetřit interakci elektromagnetické vlny určené ω s elektronem. Elektron vykonává harmonický pohyb popsaný rovnicí

$$\ddot{\mathbf{r}} + \omega_0^2 \mathbf{r} = \frac{e}{m_e} \mathbf{E}'$$

Pole dopadající vlny E' představuje zdroj vynucených kmitů

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0 e^{-j\omega t}$$

Hledané řešení je

$$\mathbf{r} = \frac{e\mathbf{E}'}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

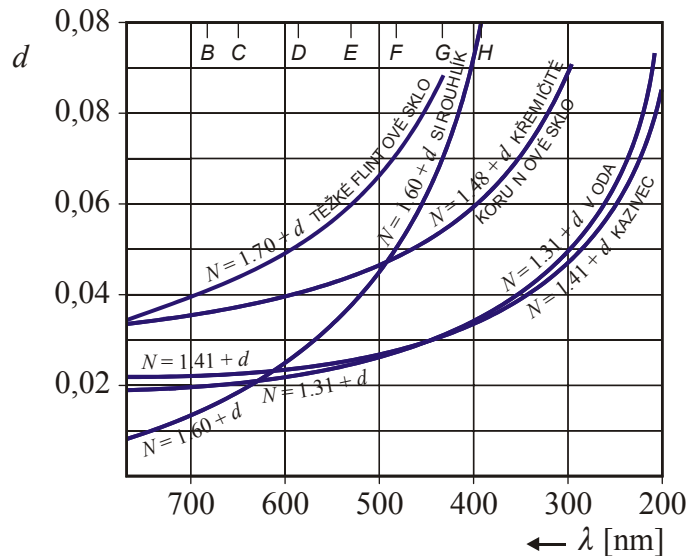
kde ω_0 je vlastní rezonanční frekvence elektronů.

Každý elektron má dipólový moment $\mathbf{p} = e\mathbf{r}$ a střední polarizovatelnost

$$\alpha = \frac{p}{E'} = \frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Odtud snadno dospějeme k disperzní rovnici (Obr. 47):

$$N^2 = 1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (10.1.1)$$



Obr. 47: Disperzní křivka.

Uvažujeme-li tlumení, je index lomu komplexní s reálnou částí indexu lomu a imaginární částí zahrnující absorpci. Rovnice (10.1.1) byla odvozena na základě jednoduchých úvah. V případě více rezonančních frekvencí je

$$N^2 \approx 1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e} \sum_k \frac{g_k}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)}$$

kde g_k je násobnost elektronu s frekvencí ω_k v atomu (molekule, iontu). Nejčastěji používaný tvar disperzní rovnice (10.1.2) v plazmatu má tvar

$$N^2 \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[1 + \left(\frac{2\pi f_{ei}}{\omega} \right)^2 \right] \left(1 + \frac{\omega_c}{\omega} \right) \quad (10.1.2)$$

kde ω_p je plazmová frekvence elektronů, ω_c cyklotronní frekvence elektronů a f_{ei} srážková frekvence elektronů a iontů. Plazmová frekvence

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}} = 9\sqrt{n} \quad ,$$

srážkovou frekvenci lze určit například ze vztahu

$$f_{ei} = v\sigma n_e \quad ,$$

kde $\sigma \approx 10^{-20} \text{ m}^{-2}$, frekvence elektromagnetické vlny je

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{\lambda}$$

a cyklotronní elektronová frekvence je určena vztahem

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} = 1.8 \times 10^{11} B \quad .$$

Disperzní rovnici (10.1.2) lze zjednodušit za předpokladů:

$$\frac{\omega_p}{\omega}, \frac{f_{ei}}{\omega} \text{ a } \frac{\omega_c}{\omega} \ll 1.$$

Potom

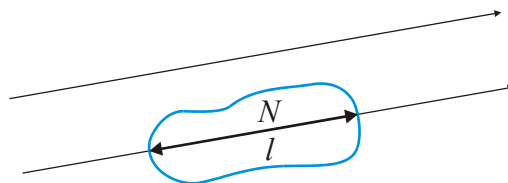
$$N^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \Rightarrow \quad N \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \quad \Rightarrow \quad N - 1 \approx -4.5 \times 10^{-16} \lambda^2 n_e \quad . \quad (10.1.3)$$

10.2. Optická interferometrie

Optická interferometrie je bezkontaktní diagnostická metoda vhodná pro elektronové koncentrace $10^{20} \div 10^{25} \text{ m}^{-3}$ a iontové hustoty $10^{22} \div 10^{27} \text{ m}^{-3}$. Disperzní rovnice je odvozena z modelu interakce rovinné elektromagnetické diagnostické vlny s plazmatem za předpokladu kvazistacionárního magnetického pole \mathbf{B} , dominantního vlivu srážek elektronů s atomy a ionty, aditivní interakce elektromagnetické vlny s elektrony, velkých rozměrů plazmatu vzhledem k délce vlny a zanedbaného tepelného pohybu elektronů a iontů.

Elektronovou koncentraci určujeme z posunutí interferenčních proužků následujícím způsobem: Mějme dva paprsky, z nichž jeden prochází plazmatem s indexem lomu N po dráze l v homogenním prostředí a druhý, referenční paprsek, vakuem (vzduchem) podle Obr. 48. Dráhový rozdíl obou optických drah označíme $\Delta = l(N-1)$. Na interferenčním obrazu pozorujeme posunutí o 1 proužek tehdy, když

$$\Delta = \lambda = l(N-1) \quad .$$



Obr. 48: Průběh interferujících paprsků.

Při posunutí o δ interferenčních proužků je $\Delta = \delta\lambda = l(N-1)$, odkud vyplývá

$$\delta = \frac{l(N-1)}{\lambda} .$$

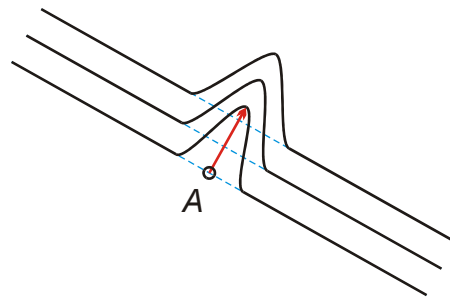
V nehomogenním prostředí dojde na délce dl s indexem lomu N o diferenciální posunutí

$$d\delta = \frac{(N-1)dl}{\lambda} = -4.5 \times 10^{-16} n_e \lambda .$$

a na celkové délce l o posunutí o δ proužků

$$\delta = \int_0^l \frac{N-1}{\lambda} dl = -4.5 \times 10^{-16} \lambda \int_0^l n_e dl . \quad (10.2.1)$$

Příklad určení posunutí interferenčních proužků v bodě A je znázorněn na Obr. 49:



Obr. 49: Posunutí interferenčních proužků.

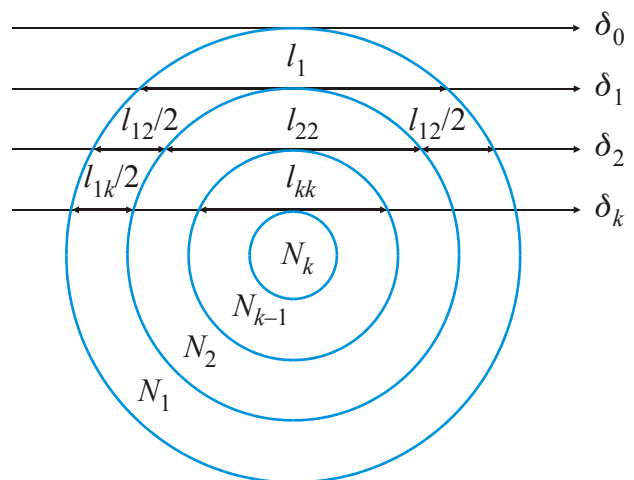
Z posunutí proužků je možné určit celkovou hodnotu

$$\int_0^l n_e dl .$$

Dále je možné určit např. průměrnou elektronovou koncentraci \bar{n}_e

$$\delta = -4.5 \times 10^{-16} \lambda \bar{n}_e l .$$

V případě válcové symetrie plazmatu lze pro výpočet závislosti koncentrace elektronů na poloměru použít Abelovu metodu. Necht' prochází diagnostické paprsky kolmo k ose válcové symetrie a jednotlivá posunutí δ přetransformujeme na příslušný index lomu. Válec rozdělíme na vrstvy tloušťky l_i a indexu lomu N_i a postupně určíme :



Obr. 50: Schéma Abelovy transformace.

$$N_1 = \frac{\delta_1}{l_1} \quad ,$$

$$N_2 l_{22} + N_1 l_{12} = \delta_2 \quad ,$$

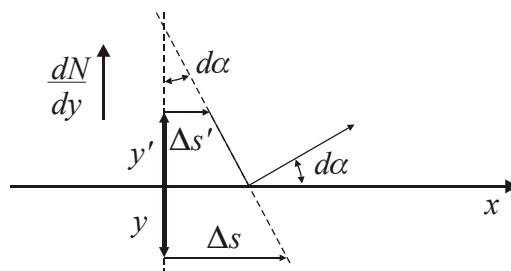
Pro další výpočet použijeme rekurentní vzorec

$$N_k l_{kk} + N_{k-1} l_{k-1,k} + N_{k-2} l_{k-2,k} + \dots + N_1 l_{1k} = \delta_k \quad .$$

V případě nesymetrického plazmatu je pro určení indexu lomu nutná tomografie. Je třeba si uvědomit, že elektrony mají záporné a atomy a ionty kladné znaménko deflekce.

10.3. Šlířová metoda a její kvantitativní vyhodnocení

Šlířová metoda je vhodná vizualizační metoda pro zobrazení velkých gradientů v kolmém směru k diagnostickému svazku. Princip metody spočívá v ohybu (refrakci) elektromagnetických vln. Pro názornost je uveden průběh ohybu na Obr. 51.



Obr. 51: Ohyb elektromagnetických vln na příčném gradientu indexu lomu.

Jelikož je $\Delta s_1 = c\Delta t/N_1$ a $\Delta s_2 = c\Delta t/N_2$, lze psát

$$\Delta N = N_1 - N_2 = \frac{\partial N}{\partial y} \Delta y$$

a pro $\Delta s_1 = \Delta s_2 N_2/N_1$ je

$$\Delta s_2 - \Delta s_1 = \Delta s_2 \left(1 - \frac{N_2}{N_1} \right) = \frac{\Delta s_2}{N_1} (N_1 - N_2) = \frac{\Delta s}{N} \frac{\partial N}{\partial y} \Delta y \quad .$$

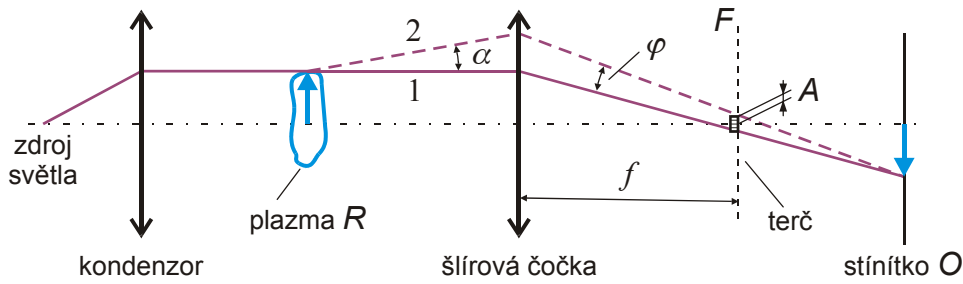
Vzhledem ke vztahu $\Delta s = \Delta \alpha \Delta y$ je

$$d\alpha = \frac{ds}{dy} = \frac{ds}{N} \frac{\partial N}{\partial y}$$

a celkově platí

$$\alpha = \int_0^x \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial y} dx \quad (10.2.5)$$

Schéma šlířové metody je na Obr. 52:



Obr. 52: Schéma šlířové metody.

Rovnoběžný paprsek laserového světla prochází plazmatem R a fokusuje se v ohniskové rovině F šlířové čočky. Umístíme-li do osy této roviny terč s poloměrem A , nezachytí se na něm pouze paprsky odkloněné gradientem plazmatu o úhel větší než α . Tyto paprsky vytvoří obraz nehomogenit plazmatu na stínítku O .

$$l_1 \alpha \approx l_2 \varphi,$$

$$\varphi = \frac{a}{l_2 - f},$$

$$\alpha = \frac{l_2}{l_1}, \quad \varphi \approx \frac{l_2}{l_1} \frac{a}{l_2 - f}.$$

Hodnoty jsou v základních jednotkách SI.

Ze známé minimální hodnoty α lze odhadnout minimální průměrnou elektronovou koncentraci. Využijeme známou závislost indexu lomu na elektronové teplotě (10.1.3) při dominantním vlivu elektronů

$$N - 1 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = -4.5 \times 10^{-16} \lambda^2 n_e.$$

a z rovnice (10.2.5) potom vyplývá

$$\alpha = 4.5 \times 10^{-16} \lambda^2 \int_0^x \frac{dn_e}{dy} dx. \quad (4.2.6)$$

Pro zobrazené deflektce lze pro střední hodnoty použít zjednodušení:

$$\alpha \leq 4.5 \times 10^{-16} \lambda^2 \frac{\Delta \bar{n}_e}{\Delta y} \Delta l$$

a

$$\Delta n_e \geq \frac{\alpha \Delta y}{4.5 \times 10^{-16} \lambda^2 \Delta l}.$$

Za předpokladu sférické nebo cylindrické symetrie plazmových nehomogenit je možné pro určení elektronové koncentrace použít následující zjednodušený postup. Vybereme 3 základní modely nehomogenit s poloměrem R a centrální koncentrací n_0 :

a) konstantní gradient

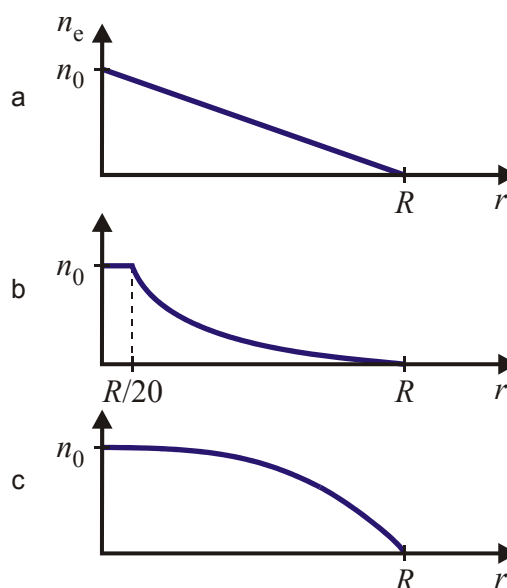
$$n_e(r) = n_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right)$$

b) pokles gradientu u středu

$$n_e(r) = -\left(\frac{n_0}{3} \ln \frac{r}{R}\right) \text{ pro } r \in \left(\frac{R}{20}, R\right)$$

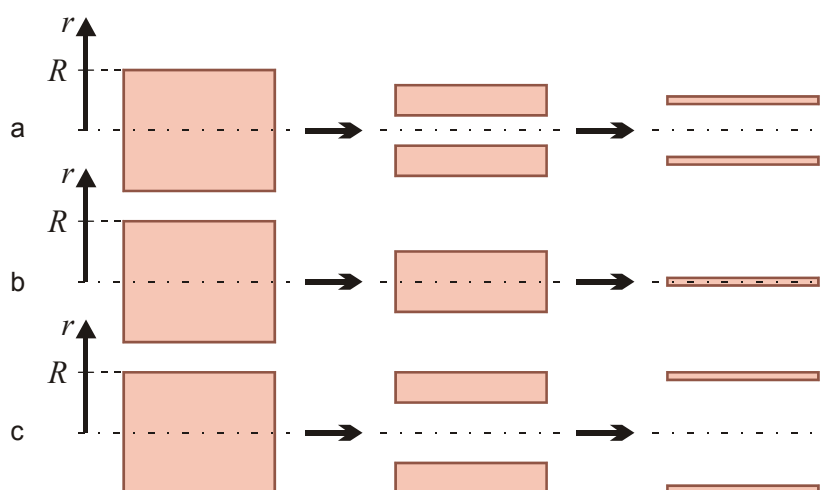
c) pokles gradientu u okraje

$$n_e(r) = n_0 \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^3\right]$$



Obr. 53a: Profil gradientu koncentrace.

Šířka šlírového obrázku u typu a), b) a c) se mění s rostoucí šířkou stínítka a podle Obr. 54b:



Obr. 54b: Závislost šířky šlírového obrázku na šířce stínítka.

Máme-li např. zjistit hustotu filamentu a předpokládáme válcovou symetrii typu b) lze postupovat následovně: necht' paprsek laseru běží ve směru osy x , filament je orientován ve směru z a šlírový obrázek má šířku podél souřadnice y (Obr. 55). Pro

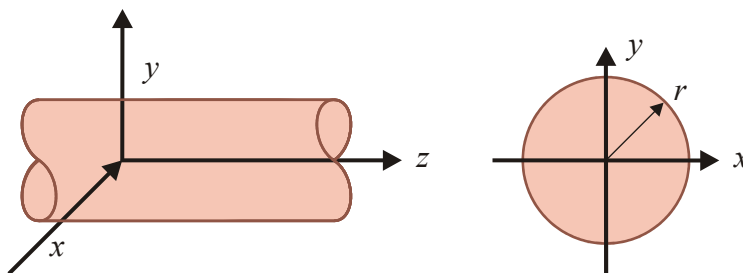
$$n_e(r) = -\left(\frac{n_0}{3} \ln \frac{r}{R}\right)$$

platí

$$\frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{n_0}{3r} \text{ a } \frac{\partial n_e}{\partial y} = \frac{\partial n_e}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial y} = \frac{n_0}{3r} \frac{\partial}{\partial y} \sqrt{x^2 + y^2} = \frac{n_0}{3r} \frac{2y}{\sqrt{x^2 + y^2}} = \frac{n_0 y}{3r^2}$$

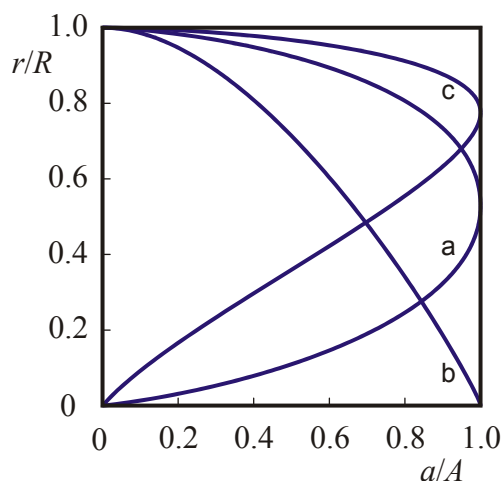
a pro zobrazení šlířů se zvětšením 1 (hodnoty jsou v základních jednotkách SI).

$$a = 4.5 \times 10^{-16} \lambda^2 f \int_0^x \frac{n_0 y}{3r^2} dx = 2.2 \times 10^{-16} \lambda^2 f n_0 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1}{k_1^2} - 1}, \quad \text{kde } k = y/r.$$



Obr. 55: Souřadnicová poloha filamentu.

Označíme $\max a(y) = A$ a znázorníme závislost y/R na a/A pro funkci a), b) a c) (Obr. 56)



Obr. 56: Závislost šířky šlírového obrázku na šířce stínítka.

Potom je střední hodnota elektronové koncentrace \bar{n}_e pro válcovou symetrii

$$\bar{n}_e = \frac{1}{V} \int n_e(r) r dr d\varphi dz = \frac{2}{R^2} \int n_e(r) r dr = \frac{n_0}{6}.$$

Střední hodnota \bar{n}_e je určena experimentálně změřenou velikostí A

$$\bar{n}_e = C \cdot A.$$

kde C pro válcovou symetrii typu b) je podle [46] rovno 5×10^{27} [SI] a

$$\bar{n}_e = 5 \times 10^{27} \cdot A$$

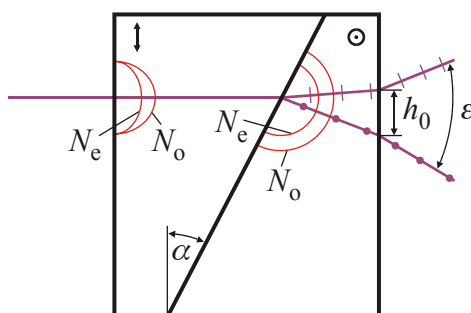
model	válcový	kulový
a)	7.8×10^{27}	5.8×10^{26}
b)	5.0×10^{27}	3.3×10^{26}
c)	7.3×10^{26}	6.2×10^{26}

Tab.2: Konstanty C pro výpočet elektronové koncentrace

10.4. Diferenciální interferometrie pomocí Wollastonova hranolu

Speciální typ diferenciálního interferometru představuje Wollastonův hranol [47]. Používá se nejčastěji v kombinaci dvou hranolů se symetrickým šlírovým systémem a laserem jako zdrojem záření. Při použití polarizátoru, který nahrazuje ostří šlírové diagnostiky, je soustava relativně jednoduchá a necitlivá k vibracím a nevyžaduje drahou optiku. Je vhodná pro měření vysokých koncentrací $n_e > 10^{25} \text{ m}^{-3}$, vysokých gradientů koncentrací a pro Faradayovo stáčení polarizační roviny magnetickým polem.

Hranol je složen ze 2 křemenných klínů s vzájemně kolmými optickými osami vůči směru procházejících paprsků, viz Obr. 57:



Obr. 57: Schéma Wollastonova hranolu.

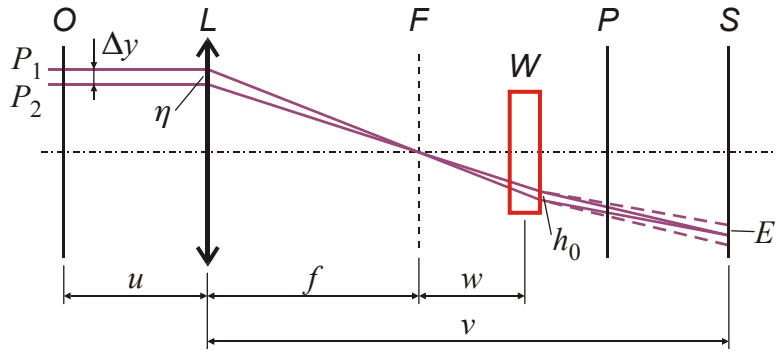
Polarizované světlo dopadá na hranol pod úhlem 45° vzhledem k optickým osám a při dopadu se štěpí na řádný a mimořádný paprsek s kolmou vzájemnou polarizací běžící stejným směrem a různou rychlostí. Na druhém hranolu si vzájemně vymění roli řádného a mimořádného paprsku. Při výstupu z hranolu jsou oba paprsky vzájemně odchýleny o úhel

$$\varepsilon = 2(N_e - N_o) \operatorname{tg} \varphi \quad (10.4.1)$$

Vycházející paprsky mají ortogonální polarizaci a je možné opět je složit polarizátorem stočeným o 45° a získat tak komponenty, které mohou opět interferovat. Wollastonův hranol lze použít i ve svazku, který není rovnoběžný. Oba svazky opouštějící hranol mají vzájemný fázový rozdíl úměrný vzdálenosti h od střední roviny a vytvářejí interferenční proužky rovnoběžné s vrcholovým úhlem se vzájemnou vzdáleností

$$h_0 = \frac{\lambda}{\varepsilon} = \frac{\lambda}{2\Delta N \operatorname{tg} \varphi} \quad (10.4.2)$$

Vzdálenost proužků h_0 (0.5 mm pro $\alpha = 3^\circ$) klade požadavky na velikost obrazu světelného zdroje, který by pro dostatečný kontrast měl být menší než $h_0/4$. Pro zeslabení se využívá pouze 20 % světla. Zobrazení Wollastonovým hranolem je patrné z Obr. 58.



Obr. 58: Schéma diferenciální interferometrie.

Předmětová rovina O je zobrazena čočkou L na stínítku S . Wollastonův hranol W a polarizátor P jsou umístěny u ohniskové roviny F . Polarizace paprsků je 45° vůči rovině obrázku. Vzdálenost proužků h_0 v rovině Wollastonova hranolu odpovídá vzdálenosti proužků η v předmětové rovině

$$\eta = \frac{f}{w} h_0 = \frac{f \lambda}{w \varepsilon} .$$

Na stínítku je vzdálenost proužků

$$E = \frac{v-f}{w} h_0 = \frac{v-f}{w} \frac{\lambda}{h} .$$

Z uvedených vztahů plyne, že změnou w (realizovanou změnou polohy Wollastonova hranolu) lze měnit rozestup proužků od ∞ až do velmi úzkých. Stočení pole proužků lze provést stočením Wollastonova hranolu společně s polarizací dopadajícího svazku a polarizátoru. Z obrázku je patrné, že obrazy bodů P_1 a P_2 odpovídají dvěma vzorům P_1 a P_2 , vzdálené v předmětové rovině o Δy (rozlišovací schopnost): podle

$$\frac{\Delta y}{f} = \frac{E}{v-f} = \frac{\varepsilon(v-f-w)}{v-f}$$

platí:

$$\Delta y = \varepsilon(v-f-w) \frac{u}{v} .$$

Hodnota Δy může být v desetinách mm. Diferenciální interferometr tudíž měří rozdíl ve změně optických drah dvou testujících svazků jdoucích testovaným objektem dvěma málo oddělenými hodnotami y a měří gradient $\Delta n / \Delta y$. Odtud pochází někdy používaný název metody – gradientní interferometr. Malé lokální posunutí interferujících svazků je příčinou nižších požadavků na kvalitu šlírové čočky a diagnostických oken v porovnání s ostatními interferometry.

Alternativní objasnění principu diferenciální interferometrie je založeno na změně zobrazení vyvolané odchýlením paprsku. Nechť gradient koncentrace dn/dy příčný vůči směru

světelného svazku způsobí úhlovou odchylku α . Odchýlený paprsek projde wollastonem lehce odchýlen od původního o Δh .

$$\frac{\Delta h}{v-w-f} = \frac{y}{v} = \frac{\alpha u}{v} \Rightarrow \Delta h = \frac{u}{v}(v-f-w)\alpha \quad ,$$

což se projeví v posunutí proužků

$$\Delta \Phi = \frac{\Delta h}{h_0} = \frac{u}{v}(v-f-w) \frac{\varepsilon \alpha}{\lambda} = \frac{\Delta y \alpha}{\lambda} \quad .$$

Pro danou sestavu je posunutí proužků přímou mírou úhlu α . Pro k proužků je

$$\alpha = k \frac{\lambda}{\Delta y} = \frac{kv\lambda}{\varepsilon u(v-f-w)} \quad .$$

Pro výpočet elektronové koncentrace je třeba tuto rovnici spojit s rovnicí (4.2.6)

$$\alpha = 4.5 \times 10^{-16} \lambda^2 \int_0^x \frac{dn_e}{dy} dx \quad .$$

10.5. Měření magnetických polí Faradayovou rotací

Pro slabá magnetická pole $B < 1\text{T}$ lze disperzní rovnici zjednodušit tak, jak jsme to provedli v kapitole 10.1. V případě silnějších magnetických polí představuje plazma anizotropní prostředí, kde se šíří řádná a mimořádná vlna. Pro směr podél magnetických siločar je dán index lomu obou vln výrazem

$$N_{e,o} - 1 = \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega} \right) \quad .$$

Je-li diagnostická vlna lineárně polarizovaná, rozdělí se v anizotropním prostředí na dvě vlny s kruhovou polarizací opačného směru a různé rychlosti. Po průchodu magnetizovaným plazmatem lze pozorovat stočení polarizační roviny o úhel θ

$$\frac{\theta}{\pi} = \frac{1}{\lambda} \int_0^l (N_o - N_e) dl \quad .$$

a tedy

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^l \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega^3} dl = 2.6 \times 10^{-13} \lambda^2 \int_0^l n_e B dl \quad .$$

Faradayova rotace je intenzivní u θ pinčů. U z -pinčů lze zjišťovat pouze komponentu magnetického pole ve směru tečném k povrchu pinče.

11. Rentgenová diagnostika

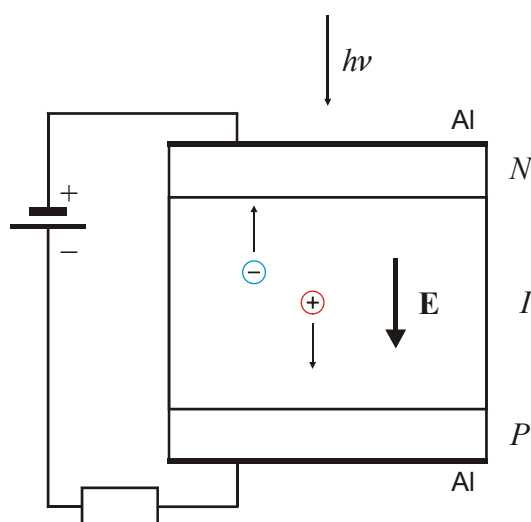
Maximum vyzařování elektromagnetických vln v energetických pulzních výbojích je v měkké rentgenové oblasti. Rentgenová diagnostika je v porovnání s optickou mnohem složitější. Hlavní příčinou je silná absorpce prostředím a obtížná detekce. Pulzní silnoproudé výboje navíc vyžadují diagnostiku s vysokým časovým a prostorovým rozlišením. Z detektorů pro časové rozlišení uvedeme PIN diody. Dírkové kamery s malým 100 mikrometrovým zobrazovacím otvorem umožňují zobrazit zářivý zdroj s velkým prostorovým rozlišením.

11.1. Filtry rentgenového záření

Pro zeslabení rentgenového záření na hodnotu vhodnou pro detekci a pro odhad energie (vlnové délky) záření se používá různých filtrů a jejich kombinací. Nejvhodnějšími filtry pro měkké rentgenové záření jsou filtry hliníkové, beryliové a plastické. Absorpce jednotlivých filtrů v závislosti na vlnové délce jsou dostupné na stránce www.cxro.lbl.gov, pod položkou „*x-ray interaction with matter*“.

11.2. PIN diody

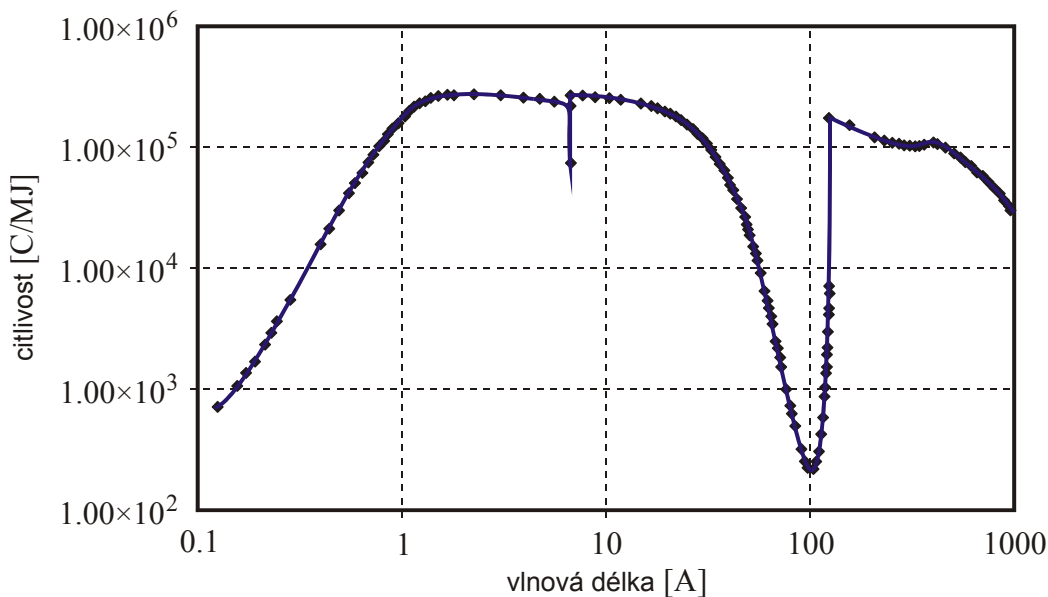
PIN diody jsou polovodičové diody většinou křemíkové, které pracují na stejném principu jako PIN diody v optické oblasti. Jsou připojeny na pracovní napětí 50÷70 V v závěrném směru a dopadající fotony uvolňují uvnitř diody elektrony, které lze registrovat ve formě proudu diodou na osciloskopu (Obr. 59).



Obr. 59: Schéma PIN diody.

Pro detekci rentgenových paprsků se na povrchu diody vystavené dopadajícímu záření implantuje tenký několiknananometrový povlak kovu např. hliníkový, který odstraní viditelné a UV záření. Kvantitativní měření vyžaduje absolutní kalibraci konverze světelné energie na elektrickou pro různé energie rentgenového záření. Používané diody tuzemské výroby jsou citlivé na měkké rentgenové záření v oblasti 1÷10 eV a je-li na povrchu hliníková vrstva, může měřit i záření XUV spektrální hrany u L-okna v oblasti 20÷70 eV. Křivka citlivosti diod je na Obr. 60. V oblasti maximální konverze je dána vztahem 0,27 Å/W. Energie

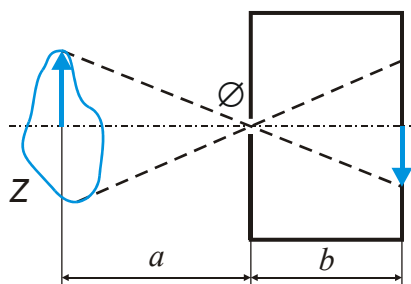
potřebná ke generaci jednoho páru elektron – díra v křemíku je 3.6 eV . Křemíkové diody mají vysokou a konstantní citlivost v širokém intervalu vlnových délek a linearitu a rychlou odezvu v řádu ns.



Obr. 60: Křivka citlivosti PIN diody.

11.3. Rentgenová dírková kamera

Při rozpadu magnetických pinčů se setkáváme s malými submilimetrovými oblastmi silně vyzařujícími rentgenové záření, tzv. horkými tečkami. Pro zobrazení těchto lokalit s velmi krátkou dobou života několika ns se používá dírková kamera (pinhole camera). Princip je schematicky znázorněn na Obr. 61.

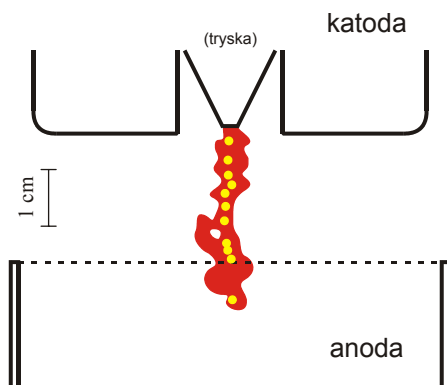


Obr. 61: Schéma dírkové kamery.

Zdroj záření Z se zobrazuje pomocí malého otvoru O a film nebo CCD. Zvětšení obrazu je dáno poměrem a/b . Nepřesnost zobrazení Δ je dána průměrem Φ malého otvoru a geometrií zobrazení

$$\Delta y = \Phi \frac{a+b}{a} .$$

Energii exponovaného záření je možné určovat vkládáním různých filtrů. Často se používají pinhole kamery se 2 nebo 3 otvory a každý je filtrován jinou folií. Na Obr. 62 je příklad snímků rentgenové dírkové kamery.



Obr. 62: Snímek rentgenového záření uhlíkového vlákna dírkovou komorou.

Literatura

- [1] L. Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases*, New York, 1962
- [2] F. F. Chen: *Úvod do fyziky plazmatu*, Academia Praha, 1984
- [3] H. R. Griem: *Plasma Spectroscopy*, WcGraw-Hill, New York, 1967
- [4] J. Jelen: *Fyzika II*, skriptum FEL, ČVUT Praha 1996
- [5] J. P. Raizer: *Fizika gazovogo razrjada*, Moskva, Nauka 1987
- [6] J. M. Meek, J.D.Craggs: *Electrical Breakdown of Gases*, Oxford, 1953
- [7] R. H. Huddlestone, S.L.Leonard: *Plasma Diagnostics Techniques*, Academic Press, New York, 1965
- [8] L. Loeb: *Osnovnyje processy električeskich razrjadov v gazach*, Leningrad, 1950
- [9] P. Kubeš et al, Proc. 11th Int. Conf. on High Power Particle Beams, 1996, **Vol. I**, Prague, Czech Republic, p. 162
- [10] J. I. Sakai, C. de Jager: *Solar Physics* **134** (1991) 329
- [11] P. F. Braune: *Laser and Particle Beams* **6** (1988), part 33, 409
- [12] V. V. Vichrev et al, *Fizika plazmy* **8** (1982) 1211
- [13] H. Schmidt et al, Proc. 3rd Int. Conf. Dense Z-pinches, London 1993, 340
- [14] L. A. Arcimovič, A.M.Adrianov, *Atom. energija* 1956, No. 3, 84.
- [15] C. J. Cochrane et al, Proc. 3rd Int. Conf. Dense Z-pinches, London 1993, 381
- [16] J. Rauč, A. Krejčí, Czech J. Phys. **44** (1994) 35
- [17] P. Kubeš et al, IEEE Trans. Plasma Science 22 No. 5 (1994), 986
- [18] K. N. Košev, H.J.Kunze, Proc. 3rd Int. Conf. Dense Z-pinches, London 1993, 231
- [19] M. G. Haines, Proc. 3rd Int. Conf. Dense Z-pinches, London 1993, 472
- [20] A. N. Batunin et al, Proc. 3rd Int. Conf. Dense Z-pinches, London 1993, 580
- [21] T. G. Cowling, *Magnitnaja gidrodinamika*, Moskva Atomizdat, 1978, 110
- [22] B. B. Kadomcev, *Kolektivnyje javlenija v plazme*, Moskva, Nauka, 1988
- [23] K. Nishikawa, M.Watakani, Plasma Physics, Springer-verlag, Berlin1993, 166,226
- [24] M. Hnatič, M.Stehlík, Czech J. Phys. **43** (1993),1083
- [25] S. A. Sorokin, S.A.Čajkovskij, *Fizika plazmy*, **19** (1993), T.7, 856
- [26] S. A. Pikuz et al, Proc. 4st Int. Conf. Dense Z-pinches, Vancouver 1997, in print
- [27] L. I. Rudakov et al, Proc. 4st Int. Conf. Dense Z-pinches, Vancouver 1997, in print
- [28] V. P. Smirnov et al, Proc. 4st Int. Conf. Dense Z-pinches, Vancouver 1997, in print
- [29] R. B. Spielman et al, Proc. 4st Int. Conf. Dense Z-pinches, Vancouver 1997, in print
- [30] R. S. Pease, Proc. Phys. Soc. London B 70 (1957),11
- [31] S. I. Braginskij, *ŽETF* **6** (1958), 494
- [32] G. Velarde et al, Nuclear Fusion by Inertial Confinement, Press Florida 1993, 485
- [33] H. V. Rahman et al, Proc. 3rd Int. Conf. Dense Z-pinches, London 1993, 696
- [34] J. G. Linhart, Czech J. Physics **42** (1992), **No.10**, 985
- [35] R. C. Elton, *X-ray Lasers*, Academic Press, 1990
- [36] J. J. Rocca, Phys.Rev.Letters, **Vol.73**, **No.16**, 1994, p. 2192
- [37] L. Pína,privat communication
- [38] C. Steden, H.J.Kunze, Phys. Letters A,**Vol. 151**, **No.6**, 1990, p. 534
- [39] I. V. Kurčatov, AE 1956, T.3, p. 65
- [40] J.G. Linhart, Proc. Plasma 95, Warsaw, 1995, **Vol. 2.**, pp. 71÷78.
- [41] T. Sato, AIP Conf. Proc. 345, Brazil 1994, pp. 335-350.
- [42] A. Krejčí et al, IEEE Transaction on Plasma Science 24 (1996),No.1, 22
- [43] G. A. Kasabov, V.V.Eliseev, *Spektroskopičeskije tablici*, Moskva, Atomizdat 1973
- [44] R. H. Huddlestone, S.L.Leonard, *Plasma diagnostics techniques*, Academic Press New-York 1965

- [45] J. Bates, M. Whirter, Proc.Royal Soc. 1963,82, p.641
- [46] P. Kubeš, Disertační práce ČVUT Praha, 1977
- [47] M. Francon, *Optical Interferometry*, Academic Press, New York, 1966, p.144
- [48] Henke, *Tables of X-ray absorption*