plazma

(plasma)

plazma je kvazineutrální plyn tvořený soustavou nabitých a nenabitých částic, vyznačující se kolektivním chováním [1]. Plazma je charakterizováno svou hustotou n (počtem částic v krychlovém metru, m^{-3}), teplotou T (ve stupních Kelvina či v elektronvoltech eV, a stupněm ionizace.

Kvazineutralita (quasineutrality) se vztahuje k rozměrům plazmatu a lokálním poruchám potenciálu. Jestliže je charakteristický rozměr plazmatu (např. průměr sloupce plazmatu) L podstatně větší než tzv. Debyeova délka (Debye length) λ_D, považujeme plazma za kvazineutrální. Debyeova délka je vzdálenost, na které je možno předpokládat odstínění eventuální poruchy potenciálu (způsobenou např. náhodnou fluktuací hustoty (density) elektronů či iontů) a je definována vztahem

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 \, KT_e}{ne^2}\right)^{1/2},$$

kde ϵ_0 je dielektrická konstanta vakua, K je Boltzmannova konstanta, T_e je teplota elektronové komponenty a e je náboj elektronu.

Poměr mezi hustotou nabitých a nenabitých částic (tedy stupeň ionizace) v rovnovážném plazmatu je dán Sahovou rovnicí (Saha equation)

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp^{-\frac{U_i}{KT}}.$$

Zde n_i, n_n je hustota nabitých (ionizovaných) a neutrálních částic, T je teplota plynu v Kelvinech, U_i je ionizační energie (energie, potřebná k odtržení vnějšího elektronu) v elektronvoltech a K je opět Boltzmannova konstanta.

Definice teploty je svázána s předpokládaným maxwellovským rozdělení rychlostí (Maxwell velocity distribution) a počtem dimenzí úlohy. Pro případ jednodimenzionální má Maxwellova rozdělovací funkce tvar

$$f(v) = A \exp^{\left(-\frac{mv^2}{2KT}\right)}.$$

Teplota se udává buď ve stupních Kelvina K, nebo v elektronvoltech eV. Z jednoduchého výpočtu plyne, že 1 eV = 11 600 K.

Hustota n a teplota T jsou hlavní parametry, kterými lze odlišit různé typy plazmatu, ať laboratorního, či astrofyzikálního.

Hustota plazmatu n se v různých aplikacích uvažuje v rozmezí od $10^6 m^{-3}$ až do $10^{24} m^{-3}$. Hustota $10^6 m^{-3}$ se vyskytuje v meziplanetárním prostoru, hustota $10^{20} m^{-3}$ je typická pro úvahy o † řízenou termonukleární fúzi v tokamacích, a hustota $10^{28} m^{-3}$ pro laserovou termonukleární fúzi. Teplota plazmatu se pohybuje v rozmezí $10^{-2} eV$ (v meziplanetárním prostoru) až do $10^4 eV$ při řízené termonukleární fúzi.

Pro stanovení dynamiky plazmatu se užívá † Boltzmannova kinetická rovnice (Boltzmann kinetic equation) pro kinetický popis, dále pak † fluidní (fluid) popis a † magnetohydrodynamický (magnetohydrodynamic) popis, a pro pohyb částic v plazmatu † driftový (drift) popis. Pomocí těchto přístupů je možno stanovit podmínky pro † rovnováhu a stabilitu plazmatu (plasma equilibrium and stability), podmínky pro šíření, absorpci či generaci † vln v plazmatu (wave propagation, generation and absorption). Studium těchto efektů je důležité pro řadu aplikací např. pro řízenou termonukleární reakci. Viz BOLTZMANNOVA KINETICKÁ ROVNICE, FLUIDNÍ POPIS, MAGNETOHYDRODYNAMICKÝ POPIS, DRIFTOVÝ POPIS, ROVNOVÁHA A STABILITA PLAZMATU, VLNY V PLAZMATU, ŘÍZENÁ TERMONUKLEÁRNÍ FÚZE.

Boltzmannova kinetická rovnice (Boltzmann kinetic equation) se užívá pro kinetický popis dynamiky plazmatu pro rozdělovací funkci i-té komponenty plazmatu [2] (tedy pro elektronovou, iontovou či neutrálovou komponentu plazmatu). Tato rovnice má tvar

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m}\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_c.$$

Zde t je čas, $\mathbf{v}$ je vektor rychlosti, $\mathbf{r}$ je prostorový vektor, $\mathbf{F}$ je vektor síly, která na částice působí a $(\frac{\partial f_i}{\partial t})_c$ je tzv. srážkový člen (collision term).

Boltzmannova rovnice je odvozena z rovnice Liouvilleovy pro soustavu N částic redukcí na tzv. jednočásticové vyjádření, které zachycuje pravděpodobnost výskytu částice v okolí $\mathbf{r}$, $\mathbf{v}$ fázového prostoru (phase space). V plazmatu je obvykle $\mathbf{F}$ Lorentzova síla (Lorentz force)

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

kde E, B je elektrické a magnetické pole, buď systému z vnějška vnucené, nebo generované uvnitř plazmatu kolektivním chováním plazmatu (např. vlny v plazmatu). Do srážkového členu $(\frac{\partial f_i}{\partial t})_c$ jsou zahrnuty náhodné interakce s ostatními částicemi, tedy např. srážky.

Protože Boltzmannova rovnice obsahuje pole E, B a protože plazma toto pole také vytváří, je nutno Boltzmannovu rovnici doplnit ještě Maxwellovými rovnicemi, ve kterých je E, B vztaženo k rozdělovací funkci f_i vztahy (nebudeme-li uvažovat externí vlivy)

$$\nabla . \mathrm{E}(\mathrm{r},t) = \sum_\alpha \frac{q_\alpha}{\epsilon_0} \int f_\alpha(\mathrm{r},\mathrm{v},t) d^3\mathrm{v}$$

$$\nabla \times \mathrm{H} = \sum_\alpha q_\alpha \int \mathrm{v} f_\alpha(\mathrm{r},\mathrm{v},t) d^3\mathrm{v} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}$$

$$\nabla . \mathrm{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathrm{E} = -\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial t}.$$

$$\mathrm{B} = \mu\mu_0 \mathrm{H}$$

Zde index "α" značí částice druhu "α", ϵ_0 je dielektrická konstanta vakua a μ_0 je magnetická permeabilita vakua.

Jestliže vyjádříme hustotu náboje (charge density) σ a proudovou hustotu (current density) j jako

$$\sigma = \sum_\alpha \sigma_\alpha$$

$$\mathrm{j} = \sum_\alpha q_\alpha \int \mathrm{v} f_\alpha d^3\mathrm{v}$$

a jestliže budeme definovat hustotu n_α a hustotu náboje σ jako

$$n_\alpha = \int f_\alpha d^3\mathrm{v}$$

$$\sigma = \sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha d^3\mathrm{v},$$

lze vyjádřit předchozí Maxwellovy rovnice ve tvaru

$$\nabla.\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$\nabla.\mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Boltzmannova rovnice tvoří spolu s rovnicemi Maxwellovými soustavu tzv. selfkonzistentních rovnic, které je nutno současně řešit. Protože jde o nelineární soustavu parciálních a integrodiferenciálních rovnic, je problém obecně analyticky neřešitelný a je nutno použít aproximativních metod. Často se užívá rovnice Vlasovova (Vlasov equation), kterou dostaneme z rovnice Boltzmannovy, jestliže zanedbáme srážkový člen.

fluidní popis zachycuje chování plazmatu rovnicemi fluidními (fluid equations). V rámci tohoto popisu je považováno plazma za soustavu vzájemně se prostupujícího elektronového a iontového fluida (nebudeme-li uvažovat neutrály). Pro každou z těchto komponent lze pak odvodit, jako momenty Boltzmannovy rovnice, rovnici kontinuity (continuity equation), rovnice pohybové (fluid equations of motion) a další vyšší momenty. Jako momenty se zde rozumějí integrály původní Boltzmannovy rovnice, jejíž jednotlivé členy byly násobeny příslušnými mocninami vektoru rychlosti.

Pro fluidní rovnice je definována hustota n_j, rychlost $\mathbf{v}_j$ a hustota náboje σ_j j-té komponenty jako

$$n_j = \int f_j d\mathbf{v}$$

$$\mathbf{v}_j = \int \mathbf{v} f_j d\mathbf{v}$$

$$\sigma_j = n_j q_j$$

První dvě nejdůležitější fluidní rovnice pak mají tvar

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla.(n_j \mathrm{v}_j) = 0$$

$$m_j n_j [\frac{\partial \mathrm{v}_j}{\partial t} + (\mathrm{v}_j.\nabla)\mathrm{v}_j] = q_j n_j (\mathbf{E} + \mathrm{v}_j \times \mathbf{B}) - \nabla.\mathbf{P}_j + \mathbf{P}_{i,j}$$

Zde $\mathbf{P}_{ij}$ značí změnu hybnosti vlivem srážek a tensor $\mathbf{P}_j$ je tensorem napětí. Pro izotropní rozdělovací funkci platí, že $\nabla.\mathbf{P}_j = \nabla p_j$, kde p_j je tlak j-té složky.

První rovnice je rovnicí kontinuity pro j-tou komponentu, druhá rovnice je pak rovnicí pohybovou j-té komponenty. Soustavu je opět nutno doplnit soustavou rovnic Maxwellových a rovnicí stavovou (state equation).

magnetohydrodynamický popis (magnetohydrodynamic, single-fluid description, MHD) je odvozen z přiblížení fluidního. Zde je plazma považováno za jednu vodivou tekutinu.

Součtem a odečtením odpovídajících rovnic fluidních získáme rovnici kontinuity, rovnici pohybovou a zobecněný Ohmův zákon (generalized Ohm's law).

Definujme měrnou hmotnost (mass density) ρ, rychlost pohybu hmoty (mass velocity) v a hustotu proudu (current density) j následovně:

$$\rho = n_i M + n_e m \approx n(M + m)$$

$$\mathrm{v} = \frac{1}{\rho}(n_i M \mathrm{v}_i + n_e m \mathrm{v}_e) \approx \frac{M\mathrm{v}_i + m\mathrm{v}_e}{M + m}$$

$$\mathrm{j} = e(n_i \mathrm{v}_i - n_e \mathrm{v}_e) \approx ne(\mathrm{v}_i - \mathrm{v}_e).$$

Potom soustava MHD rovnic má tvar (v pořadí: rovnice kontinuity, rovnice pohybová a zobecněný Ohmův zákon)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho \mathrm{v}) = 0$$

$$\rho \frac{\partial \mathrm{v}}{\partial t} = \mathrm{j} \times \mathrm{B} - \nabla p + \rho \mathrm{g},$$

$$\mathrm{E} + \mathrm{v} \times \mathrm{B} = \eta \mathrm{j}.$$

Zde g a η jsou gravitační zrychlení a specifický odpor (specific resistivity) a tlak $p = p_i + p_e$.

Soustavu je nutno doplnit rovnicemi Maxwellovými a rovnicí stavovou.

driftový popis je nejjednodušším, avšak často velmi potřebným přiblížením pro určení pohybu částic plazmatu. V něm je elektrické a magnetické pole uvnitř plazmatu uvažované jako pevně zadaná veličina. Driftové přiblížení je důležité nejen pro kvalitativní odhad udržení plazmatu v různých plazmatických konfiguracích, ale i pro diskusi různých typů plazmatických nestabilit. Aniž bychom se zabývali odvozením, uvedeme tři nejzákladnější typy driftových pohybů.

Všechny vycházejí z pohybu částice v homogenním magnetickém poli. Jestliže rychlost částice v rozložíme do složky $\mathrm{v}_\perp$ a $\mathrm{v}_\parallel$ (kde $\mathrm{v}_\perp$ značí složku rychlosti, kolmou na siločáru a $\mathrm{v}_\parallel$ složku rychlosti, rovnoběžnou se směrem siločar), pak částice v homogenním magnetickém poli $\mathbf{B} = B_0\ \mathrm{z}_0$ (z_0 je jednotkový vektor v dekartovském ortogonálním systému x, y, z) rotuje kolem siločáry s poloměrem cyklotronové rotace (cyclotron radius) $r_c = \frac{v_\perp}{\omega_c}$, kde ω_c je tzv. cyklotronová frekvence (cyclotron frequency) $\omega_{ci} = \frac{|q_i|B_0}{m_i}$ (q_i a m_i je náboj a hmota částice). Ve směru rovnoběžném se směrem siločar se částice pohybuje rychlostí $v_\parallel$.

Driftové přiblížení sleduje rychlost pohybu středu cyklotronové rotace (center of the cyclotron rotation, guiding center) v nehomogenních magnetických polích či v kombinaci elektrického a magnetického pole (resp., v poli vnější síly, např. v poli gravitace). Pokud se týče kombinace elektrického pole $\mathbf{E}$ a magnetického pole $\mathbf{B}$, je zde driftová rychlost v_d dána výrazem (m a q je hmota a náboj sledované částice)

$$\mathrm{v}_d = \frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{B^2},$$

v případě obecné síly $\mathbf{F}$ pak

$$\mathrm{v}_d = \frac{1}{q}\frac{\mathbf{F}\times\mathbf{B}}{B^2},$$

a v případě nehomogenního magmetického pole s křivostí siločar $\mathbf{R}_k$

$$\mathrm{v}_d = \frac{m}{q}\frac{\mathbf{R}_k\times\mathbf{B}}{R_k^2 B^2}(v_\parallel^2 + \frac{1}{2}v_\perp^2).$$

Jestliže se částice pohybuje v souřadném cylindrickém systému r, θ, z ve směru osy z podél osové siločáry, a jestliže je magnetické pole podél osy z nehomogenní, potom v adiabatickém přiblížení (které v našem modelu odpovídají malým změnám B během jedné cyklotronové otáčky) platí, že se zachovává tzv. adiabatický invariant μ

$$\mu = \frac{mv_\perp^2}{2B}.$$

V důsledku tohoto invariantu může dojít v místě, kde je splněno, že $v_\perp = v$ k tzv. zrcadlovému efektu (mirror effect) , to jest, částice se odrazí v místě z_0, kde je splněno

$$\mu = \frac{mv^2}{2B(z_0)}.$$

Tento efekt je jednak užit jako způsob ohraničení plazmatu v tzv. zrcadlových nádobách (magnetic mirror systems), jednak se objevuje při pohybu částic v toroidálních magnetických zařízeních typu tokamak, a jednak způsobuje zachycení ionizovaných částic ve Van Allenových pásech.

rovnováha a stabilita plazmatu je velmi důležitou charakteristiokou plazmatu. Ukazuje se, že v rovnovážném stavu musí být splněno

$$\nabla p = \mathrm{j} \times \mathrm{B}; \quad c^2 \nabla \times \mathrm{B} = \frac{\mathrm{j}}{\epsilon_0}$$

kde j je hustota proudu, tekoucího plazmatem. V nejjednodušším případě cylindrického plazmatu pak platí

$$p + \frac{1}{2}\epsilon_0\, c^2\, B^2 = konst.$$

kde druhý člen levé strany rovnice představuje tzv. tlak magnetického pole.

Aby plazma bylo stabilní, je nutné, aby se malá náhodná výchylka z rovnovážného stavu (kdekoliv uvnitř nabo na povrchu plazmatu) dále nezvětšovala. Ukazuje se, že celá řada plazmatických konfigurací této podmínce nevyhovuje, jsou nestabilní. To bylo také příčinou prudkého ochlazení počátečního optimizmu v padesátých letech při studiu tzv. řízené termonukleární fúze (thermonuclear fusion). Jako klasický příklad nestability uveďme tzv. smyčkovou nestabilitu (kink instability). Sloupec plazmatu, kterým protéká proud o hustotě i se může v určitém místě vychýlit. Siločáry magnetického pole, daného protékajícím proudem (a které v rovnovážném stavu plazmatického cylindru tvořily kružnice) jsou na vnější straně smyčky řidší než na vnitřní straně. Tlak magnetického pole je tedy na vnitřní straně větší než na vnější straně, a to vede ke kumulativnímu zvětšování výchylky a tedy k nestabilitě.

Kromě této nestability existuje celá řada dalších nestabilit, např. Rayleigh-Taylorova nastabilita, analogická nestabilitě rozhraní dvou druhů kapalin v gravitačním poli. Pokud je těžší kapalina v rovnovážném stavu nad kapalinou lehčí - např. voda nad olejem, jakákoliv perturbace rozhraní vede k jejich téměř okamžité záměně). Intenzivní studium ukázalo, že vhodné konfigurace magnetických polí mohou aspoň nejzhoubnějším nestabilitám zabránit (např. některé nestability v tokamacích).

Vedle nestabilit magnetohydrodynamického typu (magnetohydrodynamic instabilities) existují i nestability kinetické (kinetic instabilities). Ty souvisejí s nestabilním tvarem rozdělovacích funkcí. Nejjednodušším typem kinetické nestability je tzv. bump-in-tail-instability, která je způsobena poruchou maxwellovské rozdělovací funkce. Ta může být např. realizována elektronovým svazkem, který proniká plazmatem s nenulovou teplotou.

vlny v plazmatu jsou typickým příkladem kolektivního chování (collective behaviour) plazmatu. Teorie jejich šíření je poměrně komplikovaná a představuje důležitou část fyziky plazmatu. Šíření vln v plazmatu je možno studovat jak v rámci fluidního přiblížení, tak v přiblížením kinetickém. Kinetický popis je obecnější formou popisu fluidního. Ukazuje na efekty, které fluidní popis principielně nemůže stanovit.

Uveďme nejdříve popis fluidní. Cílem tohoto popisu je nalézt tzv. disperzní rovnici (dispersion equation), která určuje vztah mezi frekvencí vlny ω a jejím vlnovým vektorem (wave vector) $\vec{k}$. Relace sama pak vyplývá z tzv. selfkonzistentního řešení (selfconsistent solution) fluidních rovnic.

Jak již bylo uvedeno v části, popisující soustavu fluidních rovnic, komplikace jejich řešení spočívá jednak v tom, že se jedná o soustavu parciálních diferenciálních rovnic, jednak v tom, že jsou tyto rovnice *principiálně* nelineární. To pak vyžaduje buď řešení numerické, nebo řešení analytické perturbační.

Na rozdíl od šíření elektromagnetických vln ve vakuu (vyznačující se tím, že se jedná o tranverzální vlny s elektrickou a magnetickou složkou pole, které jsou kolmé na směr šíření), mají vlny, šířící se plazmatem, různé formy polarizace. Ta závisí na parametrech plazmatu a vln. Tato odlišnost je způsobena tím, že elektrické a magnetické pole vlny ovlivňuje dynamiku plazmatu (jako vodivého fluida) a tím zpětně ovlivňuje i charakter šíření.

Disperzní relace $D(\omega, \vec{k}) = 0$ je obecně závislá na hustotě plazmatu a na tom, je-li plazma vnořeno do magnetického pole, či jedná-li se o plazma bez magnetického pole. Obvykle se uvažuje plazma s homogenní hustotou, vnořené do časově i prostorově konstantního magnetického pole. Z rozsáhlého spektra vln, které se mohou plazmatem šířit, si povšimneme pouze tzv. elektrostatických vln v plazmatu bez vnějšího magnetického pole a vln elektromagnetických, šířících se plazmatem opět bez vnějšího magnetického pole. Poměrně reprezentativní soubor vln v plazmatu lze najít v [1].

Vlny elektrostatické (Langmuirovy) (electrostatic, Langmuir waves) se vyznačují zcela zvláštní polarizací. Mají pouze elektrickou složku pole, rovnoběžnou se směrem šíření vlny. Jejich disperzní rovnice má tvar (K je Boltzmannova konstanta)

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3KT_e}{m_e}k^2,$$

kde tzv. plazmová frekvence ω_{pe} je dána vztahem

$$\omega_{pe}^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}.$$

Zde n je hustota plazmatu, m_e je hmota elektronu a k je vlnové číslo. Shora uvedenou disperzní relaci lze odvodit z fluidové pohybové rovnice pro elektronovou složku, z fluidové rovnice kontinuity pro tutéž složku a z rovnice Poissonovy. Předpokládá se, že ionty lze považovat za nepohyblivé pozadí, a že porucha hustoty, způsobená vlnou je podstaně menší než hustota neporušená (používá se perturbační metoda a uvažuje se pouze nejnižší perturbace). Disperzní rovnice umožňuje šíření vln pouze s frekvencí $\omega > \omega_{pe}$.

Elektromagnetická vlna, šířící se plazmatem bez magnetického pole má disperzní rovnici ve tvaru

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2k^2,$$

kde c je rychlost světla. Nalezení disperzní rovnice vyžaduje selfkonzistentní řešení dvou Maxwellových rovnic, rovnice pohybové a rovnice kontinuity. Protože se předpokládá, že s dobrou aproximací nepohyblivé ionty tvoří pouze pozadí pro poruchy elektronové komponenty, jedná se u posledních dvou rovnic o rovnice elektronového fluida. Předchozí disperze ukazuje, že reálné řešení (a tedy i šíření) existuje pouze pro dostatečně vysoké frekvence ($\omega > \omega_{pe}$).

Fluidový popis je velmi praktický a umožňuje získat disperzní rovnice pro celý rozsah frekvencí (od stovek kHz až po stovky GHz), v širokém režimu hustot plazmatu a velikostí magnetického pole. Nejsou schopny však odvodit zvláštní a důležitý jev, Landauův útlum (Landau damping), vlastní jen kinetickému přiblížení.

Z širokého spektra kinetických efektů uvedeme pouze Landauovu reprezentaci útlumu elektrostatické vlny, šířící se plazmatem bez magnetického pole. Předpokládá se, že neporušená rozdělovací funkce f_0 elektronové komponenty má maxwelovský tvar a že ionty tvoří nehybné pozadí. Disperzní rovnice, získaná z Vlasovovy rovnice a rovnice Poissonovy (Poisson equation) má tvar

$$\omega = \omega_{pe}(1 + i\frac{\pi}{2}\frac{\omega_{pe}^2}{k^2}\frac{\partial f_0}{\partial v}|v = v_\phi)$$

kde derivace rozdělovací funkce (v našem případě záporná) se bere pro rychlosti v splňující rezonanční podmínku $v = v_\phi = \frac{\omega}{k}$. Tato podmínka zároveň vysvětluje mechanismus útlumu - je to rezonanční interakce vlny s částicemi, které se pohybují rychlostí, blízkou fázové rychlosti (phase velocity) vlny. Pro maxwellovské plazma předchozí rovnice představuje útlum vlny. Naopak, jestliže $\frac{\partial f_0}{\partial v}$ bude mít kladné znaménko, ukazuje disperze na nestabilitu, (bump-in-tail instability), jak jsme se již o tom zmínili.

Kinetické přiblížení lze analyticky řešit pouze v přiblížení malých (exaktně: nekonečně malých) amplitud vlny. Interakce vln s konečně velikou amplitudou - tedy ryze nelineární úloha - vyžaduje jiný přístup. Řada úloh je řešitelná pouze numericky na počítačích. Z úloh, které lze řešit analyticky se aspoň zmiňme o zachycení částice do vlny, o kvazilineární aproximaci a o solitonovém řešení [3]. Jejich detailní rozbor nalezne čtenář v uvedené literatuře.

řízená termonukleární fúze je jednou z aktuálních aplikací fyziky vysokoteplotního plazmatu. Protože reakce vyžaduje teploty okolo 10^6 K a hustoty 10^{20} částic/m^3 (pro tzv. magnetické udržení - např. tokamaky) či hustoty až 10^{28} částic/m^3 (pro laserovou fúzi), jedná se o plazma plně ionizované, na které lze aplikovat všechny shora uvedené přístupy. V rámci studia magnetického udržení jsou zřejmě nejperspektivnější tokamaky; jejich silným konkurentem je tzv. inerciální udržení, reprezentované hlavně laserovou fúzí. Jejich diskuze je však již mimo rozsah předloženého textu, a čtenář se s tímto rozsáhlým oborem může seznámit v uvedené literatuře.

[1] F.F. Chen: Úvod do fyziky plazmatu, Academia, Praha 1984.

[2] N.A. Krall, A.W. Trivelpiece: Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill Company, 1973.

[3] B.B. Kadomtsev: Kolektivní jevy v plazmatu (v ruštině), Nauka, Moskva 1988.

Ladislav Krlín