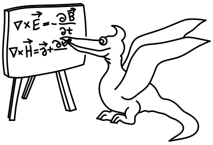


Seriál: Transport částic

V dnešním díle seriálu se budeme věnovat problému transportu částic plazmatu napříč magnetickým polem. Tento problém je z pohledu jaderné fúze zásadní, protože rychle unikající částice znemožňují dosažení vysokých teplot a hustot nutných pro fúzi. V druhém a třetím dílu seriálu jsme ukázali, jak lze plazma zachytit v magnetickém poli. Žádná past ale není dokonalá, a tak existuje řada mechanismů, které umožňují částicím cestovat napříč magnetickým polem.

Jedněmi z nich jsou srážky, při kterých se mění směr rychlosti částic a umožňují částicím „přeskočit“ na jinou siločáru, okolo které následně gyruje Larmorovským pohybem. Srážky tak vytvářejí difuzní tok Γ, který je závislý na gradientu hustoty plazmatu s konstantou úměrnosti D (tzv. difuzním koeficientem)

$$\Gamma = -D\nabla n\,,$$

$$D = \frac{a^2}{\tau}\,,$$

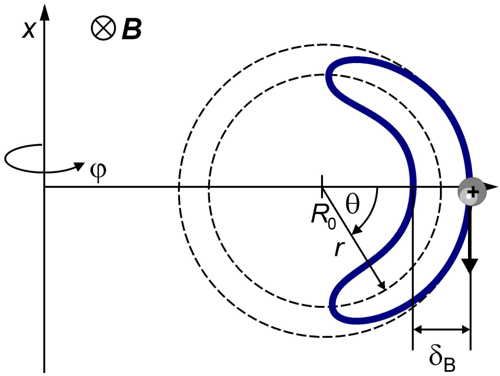
kde a je vzdálenost, o kterou se částice v průměru posune v důsledku jedné srážky, a τ je průměrná doba, po kterou se částice volně pohybuje mezi dvěma srážkami (tj. převrácená hodnota srážkové frekvence). Je důležité si uvědomit, že srážky mezi částicemi stejného druhu k difuzi nepovedou – jejich trajektorie se sice změní, ale v důsledku zákona zachování hybnosti se částice v podstatě prohodí a plazma jako celek se neposune. Difuzi mohou způsobit jen srážky mezi nestejnými částicemi, tj. mezi elektrony a ionty. V důsledku velkého rozdílu hmotností se budou elektrony odrážet od téměř nehybných iontů a jejich krok při jedné srážce bude roven Larmorově poloměru r_{Le}. Ionty budou svoji trajektorii měnit jen pozvolna, ale jejich Larmorův poloměr bude daleko větší. Ve výsledku to bude znamenat, že ionty i elektrony budou difundovat stejně rychle (toto tvrzení zde ale necháme bez důkazu). Jako difuzní krok budeme tedy brát Larmorův poloměr elektronů a použijeme vztah pro srážkovou frekvenci z minulého dílu seriálu. Dospějeme tedy ke vztahu pro difuzní koeficient, který má zajímavou závislost na hustotě a velikosti magnetického pole

$$D \sim \frac{n}{B^2}\,.$$

Tato úvaha stála u zrodu snahy o dosažení jaderné fúze v tokamacích. Vypočtená velikost difuzního koeficientu byla velice malá (typicky $D = 10^{-5}\,\mathrm{m^2{\cdot}s^{-1}}$), navíc se měla kvadraticky zmenšovat s rostoucím magnetickým polem. Takto malá difuze (označovaná jako klasická difuze) slibovala velmi snadné dosažení hustoty a teploty nutné pro fúzní reakce deuteria s tritiem. Bohužel již první experimenty v tokamacích ukazovaly daleko vyšší difuzi, bylo tedy nutné najít mechanismy, které za ni mohou být odpovědné. Jedním z nich mohly být efekty spojené s toroidální geometrií tokamaku. V torusu totiž toroidální magnetické pole není konstantní, ale klesá směrem od osy torusu

$$B_{z_{\mathrm{T}}} = \frac{\mu_0 I_{\mathrm{T}}}{2\pi R}\,.$$

Částice v tokamaku, které sledují magnetické siločáry, se pohybují mezi oblastmi s větším (blízko osy torusu) nebo menším (dále od osy) magnetickým polem. Pro částice s určitou kombinací paralelní a kolmé rychlosti bude tento systém fungovat jako magnetické zrcadlo popsané dříve v seriálu a jejich trajektorie budou mít tvar tzv. banánových orbitů, jak je to znázorněno na obrázku 1.



Obr. 1: Banánový orbit částic zachycených v toroidálním poli.

Odvození rovnic charakterizujících pohyb zachycených částic je poměrně zdlouhavé, proto ho necháme pozornému čtenáři k samostatné úvaze. Spokojíme se se vztahem pro dobu, po kterou se budou částice pohybovat mezi body odrazu

$$\tau_{\mathrm{B}} = \frac{qR}{v_\perp}\sqrt{\frac{R_0}{r}}\,,$$

kde q je tzv. zásoba bezpečnosti (angl. safety factor)

$$q = \frac{rB_0}{R_0 B_\varphi}\,,$$

která charakterizuje míru zkroucení magnetických siločar v tokamaku. Během pohybu po banánovém orbitu působí na částici ∇B drift, který ji bude vychylovat z gyrace okolo magnetické siločáry. Míra této výchylky δ_{B} udává šířku banánového orbitu. Driftová rychlost bude přibližně

$$v_{\mathrm{d}} = \frac{v_\perp^2}{2\omega_{\mathrm{L}}}\frac{1}{R}\,,$$

kde ω_{L} je je larmorovská frekvence. V hrubém přiblížení můžeme uvažovat, že driftová rychlost je konstantní a působí po celou dobu pohybu mezi body odrazu. V tomto případě bude tedy šířka banánového orbitu

$$\delta_{\mathrm{B}} = v_{\mathrm{d}}\tau_{\mathrm{B}}\,,$$

$$\delta_{\mathrm{B}} = r_{\mathrm{L}} q\sqrt{\frac{R_0}{r}}\,.$$

Pro většinu tokamaků dosahuje q na okraji plazmatu hodnot okolo 5, poměr velkého a malého poloměru je zhruba 3. Šířka banánového orbitu je tedy zhruba desetinásobek Larmorova poloměru. Pokud částice utrpí srážku v blízkosti bodu obratu (kde se pohybuje nejpomaleji, tj. tráví zde nejvíce času), bude její difuzní krok roven šířce banánového orbitu. Vzhledem k tomu, že difuzní koeficient je úměrný čtverci tohoto kroku, bude výsledná difuze 100krát rychlejší. Tato difuze se nazývá neoklasická a vede k hodnotám difuzního koeficientu $D = 10^{-3}\,\mathrm{m^2{\cdot}s^{-1}}$. Experimentální měření transportu částic udávají hodnoty okolo $D = 1\,\mathrm{m^2{\cdot}s^{-1}}$, tj. o několik řádů vyšší, než je neoklasická difuze. Ukazuje se, že velice efektivním mechanismem transportu je elektromagnetická turbulence, kdy si plazma vytváří svoje elektrické pole, které následně pomocí $E \times B$ driftu umožňuje částicím uniknout z magnetické pasti. Za určitých okolností je ale možné tuto turbulenci potlačit, a pak difuze dosahuje hodnot předpovězených neoklasickým modelem.

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením pro vnější vztahy a propagaci MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků.