

Seriál: Stlačujeme

V dalším dílu seriálu se zaměříme na první fázi fúzního cyklu, kterou je komprese paliva. Z minulého dílu víme, že z Lawsonova kritéria vyplývá, že fúze může nastat, pouze pokud $\rho R \sim 1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ze vztahu pro hmotnost peletky o poloměru R

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho R^3 = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)^3}{\rho^2}$$

můžeme získat potřebnou hustotu

$$\rho = \sqrt{\frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)^3}{M}},$$

na kterou musíme palivo stlačit, což pro 1 mg paliva¹ odpovídá hustotě přibližně $100 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Když uvážíme počáteční hustotu DT (led o teplotě přibližně 20 K) paliva $0,225 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, musí být palivo stlačeno téměř 500-krát, v případě DT plynu o počáteční hustotě $0,5 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ je dokonce potřeba 200 000-krát.

Rázové vlny: jak stlačit palivo tak, aby začalo fúzovat

Stlačení paliva na tak vysoké hustoty je jeden z nevyřešených úkolů inerciální fúze. Nicméně prakticky od samého počátku se uvažuje o stlačení pomocí silných rázových vln.

Rázová vlna vznikne, když intenzivní, krátký laserový impulz s vysokou energií dopadá na povrch peletky. Ten se téměř okamžitě (během několika pikosekund) vypaří, ionizuje a vznikne tak plazma, které rychle expanduje do vnějšího prostoru. Ze zákona zachování hybnosti vyplývá, že reakcí na expanzi plazmatu vzniká sférická rázová vlna, která se rychle šíří směrem do centra palivové peletky. Rychlost rázové vlny je přibližně dána Sedovovým-Taylorovým zákonem expanze

$$v_{rv} \approx \left(\frac{E_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{5}} t^{-\frac{3}{5}},$$

kde E_0 je energie laserového pulzu, ρ je počáteční hustota paliva a t je délka laserového impulzu.

Předpokládejme, že plazma před a za rázovou vlnou je ve stacionárním stavu. Před rázovou vlnou je popsáno počátečním tlakem p_0 , teplotou T_0 a hustotou ρ_0 , za rázovou vlnou p_1 , T_1

¹Toto množství paliva je dáno praktickými a technologickými možnostmi současné technologie, kdy se fúzní reakcí může uvolnit maximálně 1 GJ energie, protože pak by tepelná a radiační zátěž mohla poškodit reaktorovou nádobu.

a ρ_1 . Za předpokladu, že plazma představuje ideální plyn, jsou vztahy mezi veličinami před a za rázovou vlnou popsány Rankinovými–Hugoniotovými rovnicemi

$$\begin{aligned}\frac{\rho_1}{\rho_0} &= \frac{(\gamma + 1)p_1 + (\gamma - 1)p_0}{(\gamma - 1)p_1 + (\gamma + 1)p_0}, \\ \frac{p_1}{p_0} &= \frac{(\gamma + 1)\rho_1 - (\gamma - 1)\rho_0}{(\gamma - 1)\rho_0 - (\gamma + 1)\rho_1}, \\ \frac{T_1}{T_0} &= 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)^2} \frac{\gamma M^2 + 1}{M^2} (M^2 - 1),\end{aligned}\tag{1}$$

kde γ je Poissonova konstanta a $M = v_{rv}/c_s$ je tzv. Machovo číslo udávající poměr rychlosti rázové vlny v_{rv} a rychlosti zvuku v daném prostředí c_s . Tato rychlost je daná vztahem

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{k_B T}{M_i}} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}},$$

kde M_i je hmotnost iontů.

Pro tlak, který rázová vlna (která není příliš silná) vytvoří, platí vztah

$$p_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 v_{rv}^2.$$

V případě extrémně silné rázové vlny, kdy výsledný tlak $p_1 \gg p_0$, plyne z rovnice 1

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

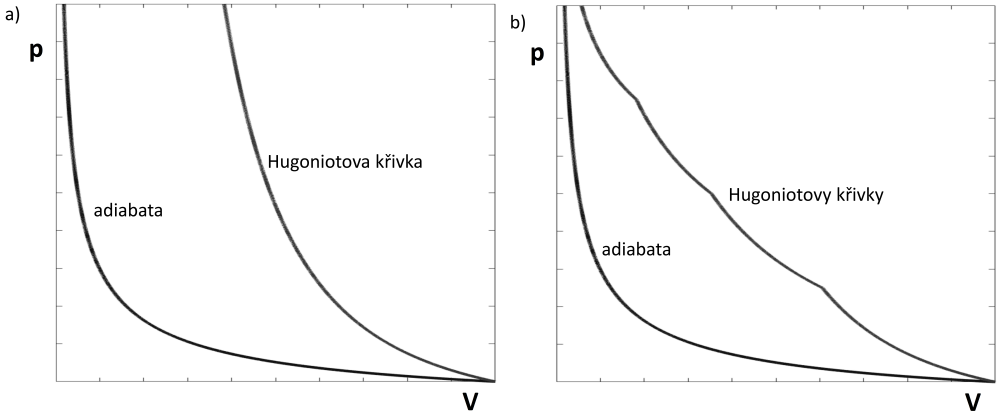
Pro jednoatomový plyn ($\gamma = 5/3$) tak dostáváme, že $\rho_1/\rho_0 = 4$.

Z tohoto vyplývá, že maximální stlačení dokonce při nekonečně silné rázové vlně nikdy nestlačí hustotu více než $4\times$. Navíc k dosažení potřebného tlaku kompresí rázovou vlnou je třeba vynaložit mnohem více energie než při adiabatické kompresi² (viz obr. 1 a). Jelikož potřebujeme palivo stlačit alespoň $500\times$, je tak potřeba užít řadu po sobě jdoucích spíše slabších rázových vln než jednu silnou rázovou vlnou. To má dvě zásadní výhody. První z nich je, že užitím řady slabších rázových vln můžeme zůstat v blízkosti adiabatické (izentropické) komprese paliva a dosáhnout stejného kompresního tlaku jako jednou silnou rázovou vlnou (viz obr.1 b). Proto jedním z cílů inerciální fúze je vytvarovat časový profil laserového impulsu takovým způsobem, že vytvořené rázové vlny sledují křivku adiabatické komprese co nejvíce, jak jen to je možné. Navíc každá další rázová vlna musí být rychlejší než ta předchozí, aby do centra peletky dorazily ve stejnou dobu.

Zažehnutí termojaderné reakce

Další důležitou záležitostí inerciální fúze je to, na jakou teplotu musíme zahřát palivo, aby probíhalo termojaderné hoření. Zapálení termojaderné reakce a fúzní hoření plazmatu se objeví, když ohřívání fúzními produkty překoná energetické ztráty takovým způsobem, že není nutné žádné dodatečné vnější ohřívání. Poté se fúzní hoření plazmatu udrží samo.

²Celková energie, která se při kompresi spotřebuje, je dána obsahem pod danou křivkou.



Obr. 1: a) Graf zobrazující porovnání adiabaty a Hugoniotovy křivky. b) Porovnání dosažení adiabaty pomocí stlačování paliva několika rázovými vlnami. Hugoniotova křivka vyjadřuje kompresi rázové vlny, tedy je to vyobrazení vztahů daných rovnicí 1 ve formě pV diagramu.

Hlavní energetické ztráty v plazmatu jsou způsobeny vyzařováním rentgenového záření (tzv. brzdným zářením vznikajícím při průletu elektronů kolem atomových jader). Hustotu výkonu radiačních ztrát můžeme vyjádřit jako

$$W_b = C_b n^2 T^{1/2} = 5,34 \cdot 10^{-31} n^2 T^{1/2} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3},$$

kde hustotu měříme (jak je ve fyzice plazmatu obvyklé) v cm^{-3} a teplotu v keV. Veličina C_b je tzv. konstanta hustoty zářivého výkonu brzdného záření, která je závislá na teplotě. Tento vztah platí za předpokladu velmi tenkého prostředí (tzv. opticky tenkého, kdy záření po velmi krátké době zcela opustí plazma)³. Hustotu výkonu termojaderné fúze z prvního dílu seriálu máme jako

$$W_f = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle Q,$$

což pro DT fúzi odpovídá hodnotě $W_f = 7,04 \cdot 10^{-13} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Z fúzní reakce odnáší přibližně 14 MeV neutrony, které plazmatem proletí prakticky bez další interakce, proto k jeho ohřívání nepřispívají. Kdežto produkovaná jádra helia plazma prakticky neopustí a veškerou svou energii spotřebují na jeho ohřátí či udržení jeho teploty. Jádra helia nesou přibližně 20 % fúzní energie. Pokud tedy porovnáme $W_b = W_f = 1/5 W_a$, získáme optimální teplotu pro zapálení jaderné fúze. Ta tedy musí být větší než 4,3 keV. Proto se ve většině úvah návrhu inerciálního fúzního zařízení uvažují teploty 5 keV či spíše 10 keV, při které má DT reakce vyšší účinný průřez.

Ve skutečném světě ale plazma není ideální plyn, má spíše vlastnosti kapaliny, zvláště za velkých hustot, proto čelo šířící se rázové vlny není ostré, ale předchází jej tzv. noha (anglicky

³V případě velmi hustého plazmatu, jaké se obvykle vyskytuje během termojaderného hoření, může dojít k tomu, že záření bude v plazmatu pohlcováno a může s ním být v termodynamické rovnováze, takže bude udržovat vhodnou teplotu plazmatu.

se tato struktura označuje jako „foot“), která jednak snižuje sílu samotné rázové vlny a jednak předešřívá plazma před rázovou vlnou. Tím výrazně snižuje účinnost stlačení plazmatu. Tomuto jevu se proto snažíme vyhnout. V inerciální fúzi je věnováno velké úsilí tomu, aby se vytvořila posloupnost vhodných rázových vln a toto chodidlo bylo co nejmenší (tzv. „low-foot“ režim). Vhodné posloupnosti rázových vln můžeme dosáhnout tvarováním časového profilu laserového impulsu.

V 70. letech 20. století se lidé domnívali (díky výše zmíněným poznatkům), že inerciální fúze tak může být relativně snadno realizovatelná, protože energie na zapálení termojaderné fúze se nezdála být příliš velká (i když v té době nebyly ještě dostupné lasery s vysokým výkonem, ale rychlý vývoj laserové technologie naznačoval, že by mohly být brzy realizovány). Základním konceptem první fáze fúzního cyklu, tedy stlačení paliva, bylo tzv. objemové stlačení, kdy se rázovými vlnami tlačí na vysoké hustoty a teploty, kdy dojde k zapálení termojaderných reakcí, celý objem paliva. Avšak brzy se přišlo na to, že na získání takových podmínek by bylo potřeba, aby laserový svazek nesl energii 60 MJ, což je i dnes nerealistické.

Důvody pro tak obrovskou energii potřebnou ke stlačení jsou v podstatě dva: zahřátí paliva spotřebovává mnohem více energie než jeho stlačení a stlačení horkého materiálu vyžaduje také mnohem více energie než stlačení chladného materiálu.

Z těchto důvodů se začalo upřednostňovat zapálení centrální tzv. horké skvrny (anglicky „hot-spot“). V tomto schématu se palivo pohybuje do středu s narůstající rychlostí podle toho, jak laser předává svou energii do plazmatu. Výsledkem tohoto zrychleného pohybu je, že se vnitřní centrální část palivové peletky prakticky adiabaticky tlačí na vyšší teploty (5 – 10 keV) než vnější části (1 keV). Jak centrální část, tak její obal se tlačí na vysoké hustoty, ale horký střed má nižší hustotu (přibližně $100 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$), kdežto obal dosáhne hustoty přibližně $800 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Takže palivo začíná hořet pouze v malém okolí středu peletky (o průměru přibližně $1 \mu\text{m}$) a hoří po dobu 100 – 200 ps (tj. než celé vyhoří). Odtud se termojaderná reakce šíří do vnějších částí peletky. Tento jev nastane díky tomu, že alfa částice produkované fúzní reakcí dostatečně prohřejí (na teplotu vyšší než 5 keV, viz výše) vnější části peletky. Nakonec termojaderná fúze hoří na samém okraji peletky, až reakce zhasne úplně. (Poté se do reaktorové nádoby vhodí nová peletka a celý cyklus se opakuje.)

Jelikož je v konceptu horké skvrny nutné zapálit menší množství paliva (termojaderná reakce se udrží, pokud horká skvrna obsahuje 2 % hmotnosti peletky), na stlačení paliva nám postačí energie 1 – 2 MJ. V současné době tak výkonné lasery již dostupné jsou, např. americký NIF a francouzský LMJ.

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením propagace a mediální komunikace MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků.

Toto dílo je šířeno pod licencí Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported.
Pro zobrazení kopie této licence navštivte <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.