

Seriál: Svítíme

V minulých dílech seriálu jsme se zaměřili na vlastní zažehnutí a fúzní hoření paliva. Avšak abychom hoření vůbec dosáhli, je potřeba dodat palivu dostatečnou energii užitím laseru. Toto ale není zdaleka tak jednoduché, jelikož po dopadu laseru na povrch palivové kapsle vzniká rychle expandující plazma, zbytek laserového impulzu prochází a reaguje právě s plazmatem. Tady právě nastává jedna z mnoha potíží, které nám stále brání k dosažení účinné fúzní energie. Tímto jevem jsou tzv. parametrické nestability laseru v plazmatu.

Nestability

Když laserový impulz dopadá na plazma, mohou v podstatě nastat dva případy toho, co se bude dít dále. Toto závisí na tzv. kritické hustotě plazmatu n_c , jež je dána vztahem

$$n_c = \frac{m\varepsilon_0\omega_0^2}{e^2},$$

kde m a e jsou hmotnost a náboj elektronu, ω_0 je frekvence laseru a ε_0 je permitivita vakua. Plazma o hustotě n_e kmitá při poruchách na plazmové frekvenci

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m\varepsilon_0}}.$$

V případě, že hustota plazmatu je větší než kritická hustota, laserový impulz se odrazí zpět jako od zrcadla. Pokud je hustota menší, laserový impulz může do plazmatu proniknout. V tomto případě se plazma chová jako typické prostředí s indexem lomu η vyjádřeným vztahem

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}.$$

Ačkoli je v tomto případě index lomu menší než 1 (v normálním optickém prostředí je naopak vždy větší než 1), rychlost světla v plazmatu je vždy menší než rychlost světla ve vakuu (toto vyplývá z disperzních vztahů, což si můžete sami ověřit).

V případě inerciální fúze laserový impulz dopadá na materiál o hustotě pevné látky, která je v podstatě větší než kritická hustota odpovídajícího plazmatu. Jak tedy vůbec může dojít k absorpci laserového záření a vytvoření silné kompresní rázové vlny? Když velmi intenzivní laserový impulz dopadá na pevnou látku, jeho silné elektrické pole prakticky okamžitě ionizuje atomy ve vnější vrstvě materiálu, na kterou laser dopadá. Ionizací uvolněné elektrony začínou v laserovém poli kmitat a tím budou získávat další energii, kterou dále předávají iontům (prostřednictvím Coulombova rozptylu) a navíc ionizují další atomy ve vnitřnějších vrstvách materiálu. Tomuto procesu se říká ablace a vzniká husté plazma (s hustotou blízkou hustotě pevné látky). Jak plazma expanduje do vnějšího prostoru, postupně se zředeje až hustota dosáhne hodnoty rovné kritické hustotě plazmatu a vytvoří se tzv. kritický povrch. V tomto okamžiku zde začne být energie laserového impulzu primárně absorbována volnými elektrony plazmatu, které opět Coulombovým rozptylem předávají energii do iontů. Tento jev se nazývá

srážková absorpce nebo také inverzní brzdné záření. V ideálním případě se takto absorbuje veškerá nebo téměř veškerá energie laseru a tím se umožní vytvoření silné kompresní rázové vlny.

Avšak jak plazma dále expanduje, jeho hustota se stále snižuje a plazma může dosáhnout relativně velkých rozměrů (i milimetrových délek). Vytvoření plazmatu a kritického povrchu je ale velmi rychlý proces, který se odehraje prakticky v jedné nanosekundě. Jelikož laserový impuls, jenž vytváří rázovou vlnu, je o dost delší, jeho pozdější části reagují s plazmatem o hustotě nižší než je kritická hustota. Laserový impuls procházející podkritickým plazmatem podstupuje tzv. parametrické nestability, kdy interakcí laseru s plazmatem vznikají vlny, které se plazmatem šíří a odnášejí část energie laserového impulsu.

V závislosti na hustotě plazmatu vznikají postupně čtyři hlavní nestability. První nestabilita, která se objeví v blízkosti kritického povrchu, je tzv. stimulovaný Brillouinův rozptyl, kdy vzniká iontová (akustická) vlna a zbylé laserové záření se na této vlně rozptyluje. V blízkosti kritického povrchu také může vedle iontové vlny místo rozptýleného laserového světla vzniknout elektronová plazmová (Langmuirova) vlna s frekvencí odpovídající příslušné hustotě plazmatu ω_{pe} . Tomuto jevu se říká rozpadová nestabilita, tj. laserové záření se úplně rozpadne.

V oblasti, kde hustota plazmatu je rovna čtvrtině kritické hustoty, tj. $n_c/4$, dochází primárně k rozpadu laserového záření do dvou elektronových plazmových vln (tzv. dvouplazmonový rozpad, jelikož plazmová vlna se po vzoru kvantové fyziky občas nazývá plazmon). Pokud je plazmová hustota nižší (nebo rovna) $n_c/4$, dochází k tzv. stimulovanému Ramanovu rozptylu, tj. z laserového záření vzniká Langmuirova vlna (opět s frekvencí odpovídající příslušné hustotě plazmatu ω_{pe}) a na této vlně se laserové záření rozptyluje. Ze zákona zachování energie pro frekvence (vlnové délky) účastníků se vln platí

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2,$$

kde ω_0 je frekvence laseru, ω_1 a ω_2 jsou frekvence vzniklých vln (dle jednotlivých případů, tj. rozptýleného záření, elektronové či iontové vlny). Dále ze zákona zachování hybnosti pro vlnové vektory vyplývá,

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2,$$

kde \mathbf{k}_0 je vlnový vektor laserového záření, \mathbf{k}_1 a \mathbf{k}_2 jsou opět vlnové vektory příslušející vzniklým vlnám či rozptýleného záření. Mezi frekvencí a velikostí vlnového vektoru laseru přibližně (přesněji řečeno záleží na konkrétním disperzním vztahu tento vztah platí ve vakuu a řídkých prostředích) platí vztah

$$\omega = kc$$

a pro velikost vlnového vektoru a vlnové délky λ platí

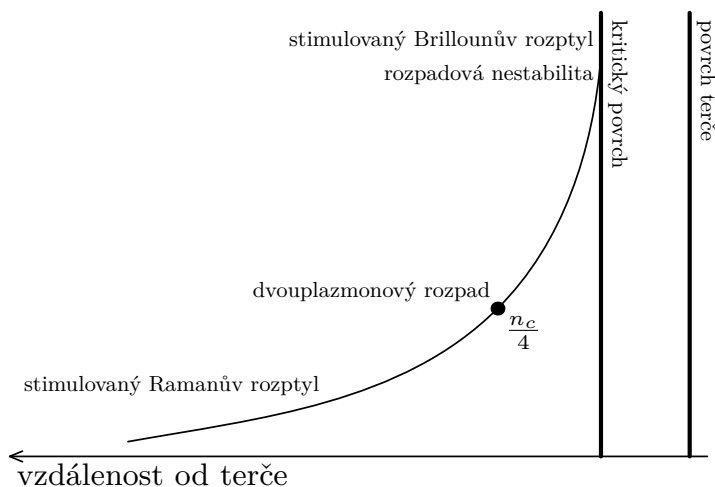
$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Elektronové plazmové vlny šířící se rychlostí, která je velmi blízká rychlosti laserového záření v plazmatu, mohou nést velmi silné elektrické pole velikosti E a zpravidla mířící střídavě v rámci jedné vlnové délky v plazmatu po a proti směru šíření (pokud přijmeme konvenci, že směr vektoru elektrického pole míří od kladného náboje k zápornému). Velikost elektrického pole můžeme vyjádřit pomocí vztahu

$$E = \frac{mc\omega_{pe}}{e}.$$

Tyto Langmuirovy vlny, šířící se ve směru k povrchu paliva, mohou zachytit plazmové elektrony a díky svému velkému elektrickému poli je mohou urychlit na velmi vysoké energie. Proto představují zdroj tzv. horkých elektronů, které mohou být tak energetické, že projdou dokonce i před čelo rázové vlny a mohou předežhřát stlačované palivo, takže účinnost stlačení rázovou vlnou výrazně poklesne. Proto se chceme produkci horkých elektronů vyhnout.¹

Nicméně, i když jsou splněny hustotní podmínky, tyto nestability se nemusí vůbec objevit. K tomu, aby se vytvořily, je potřeba relativně vysoká intenzita laserového impulsu, tj. existuje tzv. práh pro růst těchto nestabilit. Další podmínkou pro rychlý nárůst nestabilit je přítomnost hustotních poruch. Pokud je plazma hladké, vznikají takové poruchy právě při interakci laseru s plazmatem. Na nich pak mohou nestability růst. V okamžiku, kdy porucha vyvolá nestabilitu, začne působit zpětně na poruchu tak, že se bude zvyšovat, a tím pádem se nestabilita růst. Čím je laserový svazek intenzivnější, tím vznikají větší zárodečné poruchy, na nichž mohou nestability růst. Tyto poruchy mohou být také iniciovány nehomogenitami intenzity v laserovém svazku, tzv. laserovými horkými skvrnami. Potlačení těchto horkých skvrn je důležitý předpoklad pro úspěšné zažehnutí fúzního hoření. Tyto vysoceintenzivní nehomogenity v laserových svazcích se objevily při zesilování na vysoké energie. Instalací tzv. prostorových filtrů mezi jednotlivé zesilovače je možné svazek částečně vyhladit (prostorové filtry byly instalovány poprvé na fúzním laseru Cyclops v Lawrenceově laboratoři v Livermore v USA v roce 1975). Další vyhlazení profilu svazku je možné pomocí speciální optiky, jako je například tzv. fázová deska, která náhodně posunuje fáze malých oblastí uvnitř laserového svazku. Avšak jak již bylo řečeno výše, těchto nestabilit není možné se úplně zbavit, a to ani v případě, že laserový svazek bude perfektně homogenní a povrch palivové peletky dokonale hladký.



Obr. 1: Závislost kritické hustoty na vzdálenosti od terče.

¹Na druhou stranu ve schématu tzv. zapálení rázovou vlnou, mohou být horké elektrony (s ne příliš vysokou energií) prospěšné, protože předávají svoji energii těsně za čelo rázové vlny a tím ji ještě více zesilují.

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/>.