Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Milan Kálal

Generace rychlých elektronů při interakci intenzivního laserového záření s plazmatem

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 25 (1980), No. 4, 189--195

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/139759

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1980

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.

This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* http://project.dml.cz

reaktor s laserovou fúzí bude uveden do provozu počátkem devadesátých let tohoto století. Ještě před koncem tohoto tisíciletí by měla dát první laserem vyvolávaná termojaderná energie z pokusné elektrárny první průmyslově použitelný proud. Cesta k tomuto cíli nebude lehká a laciná. Přesto přínos tohoto snažení stojí za to. Pro náš výzkum z těchto úvah plyne, že se musí připojit k tomuto úsilí tak, jak to určuje zaměření našeho průmyslu na výrobu energetických zařízení. Vzhledem k tomu, že celý tento výzkum je velice nákladný, musí se tak dít v zapojení do celkové dělby práce v této oblasti.

Literatura

[1] A. M. Prochorov, S. I. Anisimov, P. P. Pašinin: Uspechi fizičeskich nauk *119*, 1976, č. 3, str. 401.
[2] K. L. Kompa, H. Walther: *High-Power Lasers and Applications*. Springer Series in Optical Sciences 1978.
[3] Lawrence Livermore Laboratory, Laser Program Annual Report 1977.
[4] Referáty 9. Evropské konference o řízené termojaderné reakci a fyzice plazmatu. Oxford září 1979.
[5] J. V. Afanasjev, N. G. Basov, O. N. Krochin: Radiotechnika, tom *17*, Moskva 1978.
[6] John L. Emmett: *US Research on Inertial Confinement*. Referát na 9. Evropské konferenci o řízené termojaderné reakci a fyzice plazmatu.

Generace rychlých elektronů při interakci intenzívního laserového záření s plazmatem

Milan Kálal,
katedra fyziky FJFI ČVUT

Úvod

Potřeba nových zdrojů energie pro budoucnost nikoliv vzdálenou vedla v 50. letech k zahájení intenzívního (do r. 1957 přísně utajovaného) bádání směřujícího k ovládnutí syntézy lehkých jader. Teoreticky bylo zjištěno [1], že např. pro DT směs s teplotou iontů $T_i \simeq 1$ keV je k docílení účinnosti $\eta = 1$ termonukleárního procesu nutno dosáhnout hodnoty součinu $N \,.\, \tau_u \simeq 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ s (tzv. Lawsonovo kritérium), kde N je koncentrace iontů a τ_u je doba, po kterou musí být zajištěny příslušné hodnoty veličin N a T_i. Úsilí experimentátorů, snažících se realizovat potřebné parametry termonukleárního paliva, bylo v té době orientováno na plazma udržované ve vhodně uspořádaných magnetických polích. Očekávaný rychlý úspěch se však nedostavil. Tento fakt přispěl k tomu, aby se na

počátku 60. let zrodila myšlenka využít k ohřevu plazmatu na termonukleární teploty tehdy zcela nových zdrojů intenzívního koherentního záření — laserů [2].

Jenou ze zásadních překážek, kterou museli přívrženci laserem iniciované termonukleární reakce překonat, bylo dosažení dostatečně vysokých hustot termonukleárního paliva. Doba jeho udržení τ_u je totiž limitována setrvačností hmoty. Při typických dobách trvání laserových pulsů $\tau_L \simeq 10^{-10} - 10^{-8}$ s je ke splnění Lawsonova kritéria třeba dosáhnout hustot $10^{22} - 10^{24}$ cm^{-3}. Pro pozitivní energetickou bilanci ($\eta > 1$) je tedy nutná komprese terčíků z termonukleárního paliva až o několik řádů.

Návrh na řešení tohoto problému, předložený počátkem 70. let [3], byl založen na představě sférické komprese vodíkového terčíku pomocí laserového implozního systému, teoreticky dovolujícího dosáhnout až 10^4 násobek hustoty kapalného vodíku. Současně bylo však upozorněno na celou řadu efektů, které mohou dosažení předpokládané hodnoty kompresního poměru zabránit. V této souvislosti se mluví např. o problému tzv. rychlých elektronů (RE) s energiemi $E_f \geqq 5-7\ T_e$, kde T_e označuje energii termálních elektronů. Tyto RE, které jsou produkovány ve vnější sféře terčíku (koroně), v níž dochází ke konverzi energie laseru na energii plazmatu, mohou dosáhnout centrální oblasti terčíku ještě před příchodem kompresní vlny a za ní následující klasické tepelné vlny, tím vnést do této oblasti značnou počáteční vnitřní energii, a zabránit tak dosažení předpokládaných hodnot kompresního poměru. Produkce RE je tedy z hlediska úspěšného zvládnutí laserem iniciované termonukleární reakce velmi nepříznivým jevem, a proto se intenzívně zkoumají možnosti, jak této produkci zabránit, aniž by se výrazně snížil koeficient absorpce laserového záření v terčíku.

Uvedenou problematiku studují také někteří pracovníci katedry fyziky na FJFI ČVUT v Praze v rámci výzkumného úkolu st. plánu I-2-5 „Laserové vysokoteplotní plazma".

V tomto informativním článku budou naznačeny principy některých nejdůležitějších mechanismů ukládání energie laseru do plazmatu a bude ukázáno, jakými způsoby může docházet k následné generaci RE. Podrobné zpracovnání této otázky s rozsáhlým seznamem literatury lze nalézt např. v [4].

Obecné aspekty interakce z hlediska generace RE

Vzhledem k tomu, že hmotnost iontů převyšuje více než o tři řády hmotnost elektronů, bude se interakce mezi elektromagnetickým zářením a plazmatem uskutečňovat převážně prostřednictvím elektronů. Při této interakci může dojít buď k přímému zvýšení střední rychlosti elektronů mechanismem inverzního brzdného záření v průběhu binárních srážek elektronů s ionty (tento mechanismus však není příliš selektivní a generaci RE tedy nezpůsobuje), nebo mohou elektrony získat určitou oscilační energii jakožto účastníci různých kolektivních pohybů (plazmatických vln) vybuzených v důsledku proniknutí elektromagnetického záření do plazmatu. Ani v tomto druhém případě nejde však ještě o vlastní generaci RE. K té může dojít až během procesu disipace energie obsažené v těchto plazmatických vlnách na kinetickou energii elektronů, bude-li příslušný disipační mechanismus dostatečně selektivní, tj. pokud budou jeho působením výrazně

urychlovány jen elektrony z jistého intervalu počátečních rychlostí. Protože se každá plazmatická vlna v nehomogenním plazmatu šíří nakonec (po případném odrazu) do oblasti menších hustot, kde má nižší fázovou rychlost, bude kromě srážek elektronů s ionty (malá selektivita) přicházet v úvahu jako účinný (a velmi selektivní) disipační mechanismus Landauův útlum, jehož přímým důsledkem je právě generace RE. O tom, jak velká část z celkové absorbované energie bude obsažena v RE, bude v těchto případech rozhodovat vztah mezi srážkovou frekvencí elektronů s ionty ν_{ei} na jedné straně a dekrementem Landauova útlumu $\gamma_L(\boldsymbol{k})$ a spektrálním složením příslušné plazmatické vlny na straně druhé.

Dopadající elektromagnetické záření působí na plazma také tzv. ponderomotivní silou, která je úměrná druhé mocnině gradientu amplitudy vektoru elektrické intenzity v daném místě. Prostřednictvím této síly dochází k modifikaci hustotního profilu plazmatu, což ve svém důsledku vede nejen k ovlivnění účinnosti ostatních interakčních mechanismů, ale může se to také podstatným způsobem projevit na množství a energetickém spektru generovaných RE.

V následujících odstavcích si poněkud podrobněji popíšeme dva důležité interakční mechanismy.

Parametrické excitace

Parametrická excitace může být definována jako zvýšení amplitudy oscilací způsobené periodickou modulací parametru, který tyto oscilace charakterizuje.

Jako první se tímto jevem systematicky zabýval koncem minulého století RAYLEIGH, který studoval chování napnuté struny připevněné mezi špice ladicí vidlice kmitající ve směru struny. Když byla frekvence ladicí vidlice naladěna na dvojnásobek základního kmitočtu příčných kmitů struny, bylo pozorováno zvýšení amplitudy těchto příčných kmitů. Konstatovaný efekt můžeme vysvětlit působením podélných vibrací struny indukovaných ladicí vidlicí. Tyto vibrace totiž modulují napětí struny (které je jedním z parametrů napnuté struny), a tedy i frekvenci příčných kmitů.

V idealizovaném případě, kdy zanedbáváme tlumení, lze takovou jednomódovou parametrickou excitaci popsat Mathieuovou rovnicí

$$\frac{\mathrm{d}^2 Y}{\mathrm{d}t^2} + \Omega_0^2(1 - 2\varepsilon \cos \omega_0 t)\, Y = 0\,,$$

kde Ω_0 je základní frekvence oscilátoru bez modulace a ε, resp. ω_0 označují amplitudu, resp. frekvenci modulace, přičemž se předpokládá $\varepsilon \ll 1$.

Z obecné analýzy vyplývá, že k zesílení kmitů oscilátoru dojde v případě, že bude splněna jedna z následujících podmínek

$$n\omega_0 \simeq 2\Omega_0 \quad (n = 1, 2, \ldots) \tag{1}$$

Výše uvedený příklad se strunou tedy odpovídá případu $n = 1$.

Parametrické excitační jevy jsou charakterizovány těmito vlastnostmi:

1 – Modulační a excitační frekvence musí vyhovovat určitému vztahu. Jako příklad můžeme uvést vztah (1).
2 – Zesílení nastává pouze v případě, že amplituda modulací převyšuje určitou kritickou hodnotu (práh).
3 – Frekvence zesílených oscilací jsou určeny spíše modulační frekvencí než frekvencí základní.

Fyzikálně můžeme na parametrickou excitaci pohlížet jako na nelineární nestabilitu dvou vln (v anglosaské literatuře jsou označovány jako idler a signál) vlivem modulační vlny (čerpací). Tato nestabilita je způsobena interakcí vázaných módů. Nejjednodušším příkladem je interakce tří vln, při níž musí být splněny podmínky pro vzájemný vztah jednak frekvencí a jednak vlnových vektorů jednotlivých vln ve tvaru

$$\omega_0 = \omega_i + \omega_s \tag{2}$$
$$\boldsymbol{k}_0 = \boldsymbol{k}_i + \boldsymbol{k}_s ,$$

kde indexy 0, i a s označují postupně vlnu čerpací, idler a signál.

Budeme-li považovat frekvence ω_0, ω_i a ω_s za nezáporné, můžeme podmínky (2) fyzikálně interpretovat jako zákony zachování kvazienergie a kvaziimpulsu při „rozpadu" kvanta $(\omega_0, \boldsymbol{k}_0)$ na dvě jiná kvanta $(\omega_i, \boldsymbol{k}_i)$ a $(\omega_s, \boldsymbol{k}_s)$. Z tohoto důvodu jsou také parametrické nestability uvedeného typu často nazývány rozpadovými nestabilitami.

V posledních letech bylo zjištěno, že parametrické excitace (nestability) jsou v plazmatu převládajícím nelineárním jevem. Modulovaným parametrem při tom může být hustota plazmatu, magnetické pole, teplota, driftová rychlost elektronů, vlnová délka atd. Zvýšená pozornost byla věnována zejména případu intenzívního laserového záření způsobujícího frekvenční modulaci.

Při studiu parametrických nestabilit v nehomogenním plazmatu se nejčastěji vychází z dvojice svázaných rovnic pro pomalu v čase i prostoru proměnné amplitudy excitovaných vln $a_1(x, t)$ a $a_2(x, t)$:

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} + \Gamma_1 a_1 + V_1 \frac{\partial a_1}{\partial x} = \gamma_0 a_2^* \exp\left(\mathrm{i} \int_0^x \varkappa(x')\,\mathrm{d}x'\right)$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial t} + \Gamma_2 a_2 + V_2 \frac{\partial a_2}{\partial x} = \gamma_0 a_1^* \exp\left(\mathrm{i} \int_0^x \varkappa(x')\,\mathrm{d}x'\right),$$

kde

$$\varkappa(x) = k_0(x) - k_1(x) - k_2(x)$$

představuje „rozladění" vlnových čísel ($\varkappa(0) = 0$), Γ_i, resp. V_i je konstanta útlumu, resp. grupová rychlost i-té vlny ($i = 1, 2$) a $\gamma_0(x)$ je vazbová funkce obvykle úměrná amplitudě čerpací vlny.

Ke stanovení funkční závislosti $\varkappa(x)$ v daném hustotním profilu potřebujeme znát disperzní vztahy uvažovaných vln.

Jedním z nejzávažnějších důsledků nehomogenity plazmatu je prostorová lokalizace nestabilní oblasti. V každém daném konkrétním případě je nutno zjistit, zda je příslušná nestabilita konvektivní nebo absolutní. O konvektivní nestabilitě mluvíme tehdy, jestliže se vlny excitované v lokálně nestabilní oblasti mohou šířit ven z této oblasti dříve, než dojde k podstatnému vzrůstu jejich amplitudy. Jako absolutní jsou pak označovány takové nestability, kdy dochází k teoreticky neomezenému růstu aplitudy excitovaných vln v lokalizované oblasti, dokud nezačne působit nějaký nelineární efekt.

U obou druhů nestabilit potřebujeme určit maximální dosažitelnou amplitudu vln. V případě konvektivních nestabilit se pracuje v rámci lineární teorie. U absolutních nestabilit musíme vědět, které nelineární saturační mechanismy zabrání amplitudě excitované vlny v neomezeném růstu. Je zřejmé, že tato amplituda může dosáhnout značně vysokých hodnot. Vzhledem k tomu, že absolutní nestability mají navíc tendenci zůstat prostorově lokalizovány, mohou v dané oblasti velmi značně změnit parametry plazmatu.

Při interakci intenzívního elektromagnetického záření s plazmatem lze tedy očekávat vybuzení různých plazmatických oscilací. Elektrická pole spojená s těmito oscilacemi mohou dosáhnout velkých intenzit v závislosti na saturačních mechanismech příslušných nestabilit. Takovéto plazma je označováno jako silně turbulentní a byla mu v posledních letech věnována značná pozornost.

Rezonanční absorpce

Jedním z nejdůležitějších absorpčních mechanismů při interakci intenzívního elektromagnetického záření s plazmatem je rezonanční absorpce, nazývaná někdy lineární konverzí. Jde o kolektivní interakční proces, ke kterému dochází v oblasti kritické hustoty (kde je plazmová elektronová frekvence ω_p rovna frekvenci dopadajícího elektromagnetického záření ω_0) za předpokladu, že existuje složka vektoru intenzity elektrického pole paralelní s gradientem hustoty plazmatu. Tato situace nastává při šikmém dopadu p-polarizované elektromagnetické vlny (vektor intenzity elektrického pole leží v rovině dopadu) na plazma s nehomogenní hustotou.

Od parametrických nestabilit diskutovaných v předchozím odstavci se tento proces liší jednak tím, že k němu dochází při libovolně malých intenzitách dopadajícího elektromagnetického záření (má nulový práh) a jednak tím, že na rozdíl od parametrických nestabilit se jeho účinnost zvyšuje s rostoucím gradientem hustoty.

Analytickým řešením prostorové závislosti složek vektoru intenzity elektrického pole ve stacionárním plazmatu při šikmém dopadu p-polarizované elektromagnetické vlny na plazma bylo zjištěno, že v místě s kritickou hustotou (rezonanční oblast) se objeví intenzívní elektrické pole, které by v bezesrážkovém plazmatu mělo teoreticky nekonečnou amplitudu. Za předpokladu nenulové srážkové frekvence ν elektronů s ionty pak pro amplitudu podélné složky elektrického pole příslušející rezonančně excitované elektronové plazmatické vlně platí vztah

$$E_{II} = E_0 \cdot \frac{\omega_0}{\nu} \frac{\Phi(\tau)}{\sqrt{2\pi k_0 L}},$$

kde E_0 je amplituda elektrického pole dopadajícího elektromagnetického záření, $k_0 = \omega_0/c$, $L = |(\mathrm{d}n/\mathrm{d}x) \cdot (1/n)|^{-1}$ je gradientní délka hustoty plazmatu v rezonanční oblasti, $\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin \Theta_0$, Θ_0 je úhel dopadu a Φ je funkce definovaná vztahem

$$\Phi(x) = 4\pi v(x^2) \sqrt{\frac{v(x^2)}{-v'(x^2)}},$$

kde v, resp. v' je Airyho funkce, resp. její derivace.

Funkce Φ má nezanedbatelné hodnoty pouze pro $x \in (0, 2)$, přičemž maxima dosahuje v bodě $x \simeq 0{,}6$, kde nabývá hodnoty $\Phi(0{,}6) \simeq 1{,}2$.

Shrneme-li uvedená fakta, dojdeme k závěru, že pro účinnou rezonanční absorpci musí být $\tau \in (0,2)$, odkud vyplývá, že při větších gradientech hustoty (a tedy menších L) je možno tuto podmínku splnit pro větší interval úhlů dopadu (pro $k_0 L \lesssim 8$ prakticky pro všechny).

Při studiu časového vývoje profilu hustoty plazmatu je třeba uvážit vliv ponderomotivní síly, na jejíž významnou roli v rezonanční oblasti lze usoudit z nalezených průběhů elektrického pole v této oblasti. Ponderomotivní síla bude mít totiž tendenci vytlačit plazma z rezonanční oblasti a vytvořit tak lokalitu s nižší hustotou — kaviton. Pro kaviton je charakteristická přítomnost lokalizovaného intenzívního elektrického pole — solitonu.

Lokalizovaná elektrická pole v plazmatu působí jako účinný transformátor vysokofrekvenční energie elektrického pole na kinetickou energii plazmatu procesem urychlování některých elektronů na rychlosti převyšující (někdy značně) tepelnou rychlost elektronů. Při tomto procesu tedy dochází k intenzívní generaci RE.

Vzhledem k tomu, že experimentální výsledky i počítačové simulace potvrzují zvyšování gradientu hustoty plazmatu v rezonanční oblasti při dalším zvyšování intenzity laserového záření, bude v této oblasti rezonanční absorpce dominantním interakčním mechanismem.

Závěr

V předcházejících odstavcích byly popsány některé důležité mechanismy interakce intenzívního laserového záření s plazmatem a naznačeny způsoby, kterými může docházet ke generaci RE. Na závěr tohoto článku si zformulujme několik poznatků, které vyplývají z nemnoha analytických pokusů o řešení uvedené problematiky a velkého množství prací numerických, částicových simulací a experimentálních výsledků.

(1) Při procesu rezonanční absorpce dochází s rostoucí intenzitou dopadajícího laserového záření ke zpříkřování hustotního profilu v rezonanční oblasti.

(2) Zpříkřování hustotního profilu snižuje průměrnou energii RE, zvyšuje práh parametrických nestabilit a činí rezonanční absorpci efektivní pro větší interval úhlů dopadu.

(3) Zkrácení vlnové délky dopadajícího záření vede ke zvýšení koeficientu absorpce a snížení průměrné energie RE.

(4) Proudění plazmatu v kritické oblasti rychlostí srovnatelnou s rychlostí šíření zvuku v této oblasti potlačuje vznik kavitonů, a tím i generaci RE.

(5) Vybuzení ionto-zvukové nestability při absorpci laserového záření v plazmatu vede ke snížení průměrné energie RE.

Dodatek

V předloženém článku byla pozornost soustředěna výhradně na takové RE, jejichž původ je možno celkem uspokojivě vysvětlit pomocí procesů nevybočujících za rámec v současné době platných fyzikálních teorií. Svoji „popularitu" si tyto RE získaly pouze díky svým nepříznivým účinkům na jádro termonukleárního terčíku. Jejich maximální energie se pohybují kolem 100 keV.

Při experimentech na nejmohutnějších strojích orientovaných na výzkum řízené termonukleární reakce (ať již s plazmatem udržovaným v magnetických polích nebo s udržením inerciálním) dochází však zřejmě i ke generaci elektronů, jejichž energie značně přesahují teoreticky vysvětlitelné hodnoty. Vzhledem ke skutečnosti, že existence takových elektronů by mohla být způsobena nějakým dosud neznámým procesem fundamentálního významu, jsou příslušné údaje z pochopitelných důvodů nedostupné.

Jedinou výjimku (alespoň pokud jde o informace známé autorovi tohoto článku) představuje [5], kde jsou popsány výsledky ověřující série měření prováděných v roce 1974 na zařízení typ TOKAMAK ve Fontenay-aux-Roses (TFR) ve Francii po havárii tohoto zařízení v roce 1973, při níž došlo k propálení stěny vakuové komory. Během těchto měření bylo prokázáno, že při výboji dochází k náhlému poklesu hlavního proudu až o 15%, přičemž se současně objevuje velké množství elektronů s energiemi kolem 6 MeV (!), které se pohybují kolmo na směr hlavního proudu. Ve zprávě se doslovně uvádí: „TFR tedy funguje jako velmi intenzívní betatron".

Literatura:

[1] Lawson J. D.: Proc. Phys. Soc. (London) *B70*, 6, 1957.

[2] Basov N. G., Krochin O. N.: *Proceedings of the III*[rd] *International Congress on Quantum Electronics*. Paris, 1963.

[3] Nuckolls J., Wood L., Thiersen A., Zimmerman G.: Nature *239*, 139, 1972.

[4] Kálal M.: Práce ke kandidátskému minimu. FJFI ČVUT, Praha 1979.

[5] *Activites Scientifiques et Techniques 1974 du CEA*, str. 71.

...vědy, jež vycházejí z menšího počtu počátků, jsou přesnější než ty, jež přidávají ještě další, jako například aritmetika je přesnější než geometrie.

...ani matematické obory nemají všude stejný ráz, nýbrž geometrie a astronomie pozorují určitý, zvláštní druh jsoucna, obecná matematika je však všem oborům společná.