Laserové plazma a jeho aplikace

Laser – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation Princip laseru – laserový oscilátor – obvykle otevřený rezonátor



Čerpání (pumping) – energie dodávaná aktivnímu prostředí (amplifying medium) tak, aby bylo dosaženo inverse mezi spodní a horní laserovou hladinou
V rezonátoru může být mnoho módů
podélných (s nepatrně různými frekvencemi uvnitř šířky čáry přechodu) a příčných (s různým

rozložením intenzity v průřezu rezonátoru-základní příčný mód bývá TE_{00})

Takový jednoduchý oscilátor generuje buď v kontinuálním režimu nebo dlouhé pulsy (~ms) – režim volné generace (free-running)

Výkonové lasery – oscilátor + zesilovače (jedno a víceprůchodové)

Generace kratších pulsů

Q-spínání (Q-switching - generace gigantických impulsů) – do oscilátoru je vlož en prvek (aktivní nebo pasivní), který na počátku nedovoluje laserovému záření průchod rezonátorem (oscilátor zavřen) - čerpání pak zvyšuje inverzi, ve vhodnou chvíli rezonátor je rezonátor otevřen a energie aktivního prostředí se rychle vyzáří Typická délka pulsu ~ 10 ns – závisí na typu aktivního prostředí – puls je obvykle \geq doba průchodu světla tam a zpátky rezonátorem (round-trip)

Synchronizace módů (mode locking) – v rezonátoru je prvek přes který světlo lépe



prochází při zvýšení jeho intenzity (pasivní - například saturovatelný absorbér) nebo otevírá laser periodicky na krátkou dobu s periodou round-tripu (aktivní) – pak rezonátorem prochází krátký puls (nebo 2) jehož část je vyzářena vždy při jeho dopadu na polopropustné zrcadlo – vzniká posloupnost (train) krátkých impulsů – typická délka pulsu 10-100 ps (někdy i kratší \rightarrow 10 fs)

Jednotlivý puls lze získat vyřezáním pomocí nějakého elektro-optického prvku

Vývoj a typy výkonových laserů



Pevnolátkové – nejvhodnější – Nd-laser (Nd-YAG -oscilátor + Nd-sklo- zesilovače) – vlnová délka λ =1.05 μm – blízká infra oblast – účinná konverze na 2-4ω, při čerpání výbojkami (η<1%, ~1 puls/hodinu) – lze řádově zlepšit při čerpání laserovými diodami (problém cena) – nejkratší puls ~ 500 fs pro femtosekundové lasery – titan-safír (Ti:sapphire) - λ=0.8 μm, 20 fs
Plynové – CO₂ laser, vibrační přechod, λ =10.6 μm, dlouhá λ, vysoká účinnost
Excimerové – molekula ∃ jen v excitovaném stavu, KrF laser λ =0.256 μm, vysoká účinnost, málo rozvinutá technologie
Jódový fotodisociační laser - λ =1.33 μm, délku pulsu (~400 ps) nelze moc měnit

Metoda generace výkonných femtosekundových pulsů

CPA = Chirped Pulse Amplification (G. Mourou -1985)



Čím je atraktivní laser pro fyziku plazmatu

Vysoká koncentrace energie – laser lze sfokuzovat (ideálně) do plochy ~λ² a dosáhnout vysoké hustoty toku energie. pokud se energie pohltí na délce ≤λ, lze dosáhnout nejvyšších hustot absorbovaného výkonu na zemi, snad s výjimkou nukleárních výbuchů

Pro ns pulsy – obvykle intenzity $10^{13} - 10^{16}$ W/cm², pro fs pulsy - $10^{16} - 10^{21}$ W/cm²

Jakým elektrickým polím odpovídají tyto intenzity?

Pro $I = 3.4 \times 10^{16}$ W/cm² je amplituda pole $|E_L| = 5.1 \times 10^{11}$ V/m – <u>pole</u> působící na <u>elektron v základním stavu atomu H</u> (pole *p* ve vzdálenosti 1.Bohrova orbitu) mírou nelinearity působení je poměr oscilační rychlosti elektronu k c (nebo případně k rychlosti jeho tepelného pohybu

Intenzita je <u>relativistická</u> nad hranicí–hybnost oscilace elektronu $p_{\rm L} = eE_{\rm L}/\omega_0 = m_{\rm e0}c$ Hranice pro intenzitu - $I_{\rm r}\lambda^2 = 1.35 \times 10^{18}$ W/cm²×µm²

Relativistická intenzita pro ionty ($\sim 10^{24}$ W/cm² pro *p*) není zatím dosažitelná natož pak Schwingerův limit pro průboj vakua ($\sim 10^{30}$ W/cm²)

Pro <u>ionizaci</u> plynu nebo povrchu pevné látky stačí $10^{10} - 10^{11}$ W/cm², u ns pulsů se plazma vytvoří na samém začátku pulsu, dominuje <u>srážková ionizace</u> u fs pulsů na začátku významná ionizace optickým polem

<u>Ionizace optickým polem</u> – energie fotonu $h\nu < U_i$, 2 limity procesu dle hodnoty Keldyšova parametru $K = U_i/2\mathcal{E}_{osc}$, kde $\mathcal{E}_{osc} \sim e^2 E_L^2/4m_e \omega_0^2$

mnohofotonová ionizace (pro K >> 1- slabá pole) nadprahová ionizace (BSI – barrier suppression ionization)- pro K<<1



Figure 1. The simple picture of BSI: (a) electron at the level $-U_i$ in an unperturbed atom; (b) a strong optical field is applied.

Prahová intenzita příslušná ionizace u všech atomů (iontů) za < perioda záření (~1 fs)

Interakce laserového záření s pevným terčem

 $\mathcal{E}_{r}^{tr}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2}} = 1 - \frac{n_{e}}{n}$, kde Pro elektromagnetickou vlnu je $n_c = \frac{\varepsilon_0 m \omega^2}{e^2}$ je kritická hustota, disperzní vztah je $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r^{tr} = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}$ pro $\omega < \omega_p \rightarrow k^2 < 0$ vlna se nešíří, do plazmatu proniká pouze skin-efektem pro $\omega \rightarrow \omega_{p+}$ $k \rightarrow 0$ a dochází k úplnému odrazu (mezní frekvence) $n_c = 10^{21} \,\mathrm{cm}^{-3}$ \rightarrow $\lambda = 1,06 \,\mu\mathrm{m}$ (Nd-laser) malá proti hustotě atomů $n_c = 10^{19} \,\mathrm{cm}^{-3}$ \rightarrow $\lambda = 10,6 \,\mu\mathrm{m}$ (CO₂-laser) v pevné látce laser absorption energy transport compression Při dopadu laseru se povrchová vrstva odpaří, mnohokrát ionizuje a expanduje do vakua laser (shock wave) P,p,T Laserové záření proniká jen do kritické plochy, v jejímž okolí je maximum absorpce Corona Energie se dovnitř šíří elektronovou tepelnou $\rho_0 = \text{solid density}$ vodivostí a radiačním transportem Pevná látka se "odpařuje" na ablační ploše ablation critical <u>Silně vázané plazma</u> $\Gamma_{ii} = \frac{Z^2 e^2}{a k_p T_i} \ge 1$ $a_i = (3/4\pi n_i)^{1/3}$ surface surface low temperature high temperature medium temperature low density medium density high density

Figure 2.3. A schematic description of laser-plasma interaction.

Do pevné látky se šíří rázová vlna

Absorpce laserového záření v plazmatu

Srážková absorpce – při srážce elektronu s iontem se rychlost oscilací změní na náhodnou (tepelnou) a elektrické pole záření musí dodat oscilační energii jedná se o proces inverzní k brzdnému záření (inverse bremsstrahlung)

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -eE + v_{ei}v \qquad v = \frac{eE}{m(i\omega - v)} \qquad \varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + iv)}$$

Langdon (1980) – pokud $1 \gg v_{osc}^2 / v_{Te}^2 \gg 1/Z$ pak pro $t \to \infty$ $f \sim \exp(-v^5)$

Rezonanční absorpce – pro šikmo dopadající p-polarizovanou vlnu



gradientu hustoty – to proniká skin-efektem do kritické plochy, kde rezonančně budí plazmovou vlnu - $t \rightarrow l$, l nemůže z plazmatu uniknout – absorpce srážkami nebo bezesrážkově, lineárně nebo nelineárně

Popis pro studené plazma

 $\vec{E} \cdot \nabla \varepsilon \neq 0 \qquad \text{div } \vec{E} \neq 0$ $E_x = -\frac{k_y B}{\omega \mu_0 \varepsilon} = -\frac{\sin \theta_0}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \cdot \frac{B}{\varepsilon_r}$

$$\frac{d^2B}{dx^2} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dx} \frac{dB}{dx} + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_r - \sin^2 \theta) B = 0$$

v kritické ploše singularita (pro $v = 0$)



v principu lineární jev – existuje i při malých *I* při $\frac{v}{\omega} \to 0$ absorpce $A = f(\eta)$ $\eta = (k_0 L)^{\frac{2}{3}} \sin^2 \theta$ $L = n_c / (dn/dx)|_{n_c}$ je "density scale length" $\theta \to 0$ $E_x|_{x_c} \to 0$ kolmý dopad – není E_x $L \to \infty$ $E_x|_{x_c} \to 0$ bod odrazu daleko od x_c

maximální absorpce $A \approx 0.5$

se dosahuje při $\eta \approx 1$

Popis pro teplé plazma (prostorová disperze podélného pole)

$$\frac{1}{\varepsilon_0}\vec{D} = \varepsilon_r^{tr}\vec{E} + \frac{3v_{Te}^2}{c^2} \left[\text{grad } \operatorname{div}\vec{E} - \frac{1}{3}\frac{\nabla\varepsilon_r}{\varepsilon_r - 1}\operatorname{div}\vec{E} \right]$$



Plazmová vlna se šíří z kritické
plochy do řidšího plazmatu, při
poklesu hustoty roste vlnové číslo
k a klesá tedy v_{ϕ} tak, až se srovná
s tepelnou rychlostí \Rightarrow Landaův
útlum

Elektrony urychlovány převážně ven – odraz od hranice s vakuem

Pro velké intenzity a/nebo pro $L \leq \sim \lambda absorpce$ nelineární – režim lámání vln (wavebreaking) – energie jde do rychlých (horkých) elektronů s teplotou T_h – nejjednodušší aproximace rozdělovací funkce – bimaxwellovské rozdělení

Absorpce parametrickými nestabilitami – parametrická rozpadová nestabilita a oscilující dvousvazková nestabilita – nelineární absorpce pro velká *L*

Ponderomotorická síla (nelineární síla působená polem)

Odvodíme pro příčnou vlnu (k témuž výsledku lze dospět i pro podélnou) Odvodíme nejdříve zobecněnou sílu – na součtové a rozdílové frekvenci Pro pole $\vec{E} = \hat{x}E_1(z)\cos\omega_1 t$ je rychlost oscilací elektronu $v_x = -\frac{eE_1}{m_x\omega_1}\sin\omega_1 t$ Nechť v plazmatu \exists magnetické pole $\vec{B} = \hat{y}B_2(z)\cos(\omega_2 t + \varphi)$, pak Lorentzova síla $F_{z} = -e v_{x} \times B_{y} = \frac{e^{2} E_{1} B_{2}}{m_{z} \omega_{1}} \sin \omega_{1} t \cos(\omega_{2} t + \varphi) = \frac{e^{2} E_{1} B_{2}}{2m \omega_{1}} \{ \sin[(\omega_{1} + \omega_{2})t + \varphi] + \sin[(\omega_{1} - \omega_{2})t + \varphi] \}$ čili síla působí na součtové a rozdílové frekvenci \rightarrow vazba vln v plazmatu Pro jednu frekvenci působí síla na druhé harmonické frekvenci a nízkofrekvenční síla (ponderomotorická síla v užším smyslu) $\vec{E} = \hat{x}E_0(z)\cos\omega t$ $\vec{B} = \hat{y}B_0(z)\sin\omega t \quad \text{pak z rovnice pro rot } E \text{ je } \quad B_0 = \frac{-1}{\omega}\frac{\partial}{\partial z}E_0 \quad \text{a}$ $\vec{F} = \overline{q\vec{v} \times \vec{B}} = \hat{z} \frac{q^2 E_0}{m\omega} B_0 \overline{\sin^2 \omega t} = \hat{z} \frac{1}{2} \frac{q^2}{m\omega} E_0 B_0 = -\hat{z} \frac{1}{2} \frac{q^2}{m\omega^2} E_0 \frac{\partial}{\partial z} E_0 = -\hat{z} \frac{1}{4} \frac{q^2}{m\omega^2} \nabla |E_0|^2$ Energie oscilací nabitých částic ve vysokofrekvenčním poli je dána polohou částice – je tedy jakousi potenciální energií U a existuje síla $F = -\nabla U$, která vyhání nabité

částice z oblasti silného pole (působí především na elektrony) Obecná síla v dielektriku, pokud jeho permitivita závisí na hustotě

Nelinearity při šíření elektromagnetických vln v plazmatu

 $\varepsilon_{r} = 1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2}} = 1 - \frac{e^{2}n_{e}}{\varepsilon_{0}m_{e}\omega^{2}} \text{ permittivita se může měnit díky změně } m_{e} a n_{e}$ $A. \rightarrow m_{e} - relativistická nelinearita$ $m_{e} = \frac{m_{e0}}{\sqrt{1 - \frac{v^{2}}{c^{2}}}} \approx \frac{m_{e0}}{\sqrt{1 - \frac{e^{2}|E_{L}|^{2}}{2m_{e}^{2}c^{2}\omega^{2}}}} \quad (\text{pro } v_{\text{osc}} \gg v_{\text{Te}}) \Rightarrow \quad \varepsilon_{r} \approx 1 - \frac{e^{2}n_{e}}{\varepsilon_{0}m_{e0}\omega^{2}} \left(1 - \frac{1}{4}\frac{e^{2}|E_{L}|^{2}}{m_{e0}^{2}c^{2}\omega^{2}}\right)$

Permitivita roste intenzitou záření $\delta \varepsilon \sim |E_L|^2 / \omega^2 \sim I\lambda^2$ - kvadratická nelinearita B. $\rightarrow n_e$ - změnu hustoty způsobí pond. síla nebo grad tlaku při ohřevu

ponderomotorická nelinearita $F_p = -\frac{\rho}{2\rho_c} \varepsilon_0 \nabla \langle E^2 \rangle = -\frac{\rho}{4\rho_c} \varepsilon_0 \nabla |E_L|^2$

v rovnováze vyrovnává gradient termokinetického tlaku

$$-\frac{n_e}{4n_c}\varepsilon_0\nabla |E_L|^2 - k_B T_e \nabla n_e = 0 \implies n_e = n_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_0 |E_L|^2}{4k_B T_e n_c}\right) \implies \delta\varepsilon \sim + |E_L|^2 / n_c \sim I\lambda^2$$

Zvýšení permitivity - ohyb paprsků ke středu svazku, pokud je výkon > prahový – refrakce > difrakce \Rightarrow autofokuzace svazku, pro ještě větší výkon – rozpad svazku na jednotlivé intenzivní zóny (při pozorování z boku jsou vidět vlákna – <u>filaments</u>)

Parametrické nestability

Pokud na prostředí dopadá intenzivní vlna (0), může zesílit 2 vlny (1,2), přítomné na úrovni šumu, pokud jsou splněny podmínky synchronizace

$$\begin{split} & \mathcal{O}_0 = \mathcal{O}_1 + \mathcal{O}_2 \\ & \vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \\ & \text{Práh pro nárůst je dán rovnováhou mezi buzením a tlumením vln (1,2)} \\ & \text{Prahy typicky } 10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2 \\ & \text{Parametrická rozpadová nestabilita} \\ & f \rightarrow p + s - \text{absorpce v okolí } n_c \\ & \rightarrow oscilující dvousvazková nestabilita \\ & \text{Stimulovaný Brillouinův rozptyl} \\ & f \rightarrow f' + s - \text{odraz pro } n < n_c \\ & \text{Stimulovaný Ramanův rozptyl} \\ & f \rightarrow f' + p - \text{odraz pro } n < n_c/4 \\ & \text{generace rychlých elektronů} \\ & \text{Dvouplazmonový rozpad} \\ & f \rightarrow p + p' - \text{absorpce v okolí } n_c/4 \end{split}$$



Spontánní elektrická a magnetická pole v laserovém plazmatu

Kromě dvojvrstvy na hranici plazma-vakuum je korona i terč kvazineutrální.

V expandujícím plazmatu se vytváří elektrické pole k zachování kvazineutrality – pole musí vyrovnat sílu elektronového tlaku

$$-\nabla p_e - en_e E = 0 \implies E = -\nabla p_e / (en_e) \text{, přitom} \quad p_e = n_e k_B T_e$$

pak generaci *B* popisuje rovnice
$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} = \frac{k_B}{en_e} \nabla T_e \times \nabla n_e$$

Generace magnetického pole v důsledku zkřížených gradientů teploty a hustoty



 $\nabla T_{\rm e}$ radiální ve směru -r, $\nabla n_{\rm e}$ kolmo k terči směr -z, toroidální magnetické pole ve směru φ kolem svazku odhad velikosti

$$B$$
 (MGauss) $\approx 10 \left(\frac{\tau_{\rm L}}{1 \, {\rm ns}}\right) \left(\frac{k_{\rm B} T_{\rm e}}{1 \, {\rm keV}}\right) \left(\frac{30 \, {\rm \mu m}}{L_{\rm n}}\right) \left(\frac{30 \, {\rm \mu m}}{L_{\rm T}}\right)$

část elektronů letí z korony do terče vně fokální oblasti

U intenzivních fs pulsů svazek rychlých elektronů letí do terče, vzniká elektrické pole indukující **zpětný proud**, kolem svazku vzniká magnetické pole ~ 100 MG

Metody modelování laserového plazmatu

Modely: a) hydrodynamické, b) kinetické, c) částicové

 (a) Magnetohydrodynamika se používá jen pokud se simulují indukovaná magnetická pole, jinak obyčejná hydrodynamika (2 teploty, 1 kapalina) výhodou – globální popis terče včetně pevné látky, nevýhodou – fenomenologický popis interakce (zvlášť při vysokých intenzitách)



Simulace interakce svazku laseru PALS s 5 μ m tlustou Aů folií – laserový puls dlouhý 0.4 ns FWHM o energii 58 J, λ = 0.439 μ m (3 ω),profily hustoty a elektronové teploty 0.3 ns po maximu, integrální spectrum 50 μ m za terčem (\geq Ly- δ H-like)

(b) Vlasova rovnice se řeší jen málokdy (ekvivalentní a hardwarově méně náročná je částicová simulace PIC), Fokker-Planckova rovnice se používá pro modelování nelokálního tepelného transportu mezi kritickou a ablační plochou a též tvaru elektronové *f* při srážkové absorpci



Pro interakci laseru s nadkritickým homogenním plazmatem Vlevo – rozdělovací funkce f_0 (symetrická část) elektronů, porovnávána s exp(-v^m), Vpravo – rozložení teploty, indukovaného kvazistatického elektrického pole E_S , tepelný tok Q porovnaný s tokem $Q_{SH} = -\kappa \nabla T_e$ a s limitním tokem $Q_{lim} = n_e T_e v_T$ Ukazuje se, že elektronový tepelný tok za kritickou plochou je nelokální, v nejmodernějších 1D hydrodynamických kódech popsán konvolucí (c) částicové simulace – nejčastěji particle-in-cell (částice o velikosti buňky s rozměry ≤ λ_D, pole se počítá jen v uzlech buněk a mezi nimi se interpoluje, to eliminuje vliv korelací blízkých částic) – v limitě velkého množství ekvivalentní řešení Vlasovovy rovnice (PDE v 7 rozměrech) srážky je možno dodatečně přidat, ale podstatně se kód zpomalí nejjednodušší 1D1V elektrostatický kód (Birdsall, Langdon - ES1 pro výuku) zde 1D3V relativistický elektromagnetický kód, začínáme simulace s 2D3V, 3D kódy (paralelizované) vyžadují superpočítače se ~1000 procesory



Nalevo podélná složka elektrického pole a profil hustoty elektronů v maximu 100 fs p-polarizovaného laserového pulsu o $I=2.3\times10^{16}$ W/cm², $\lambda=800$ nm Vpravo-energetická spektra rychlých elektronů letících do terče přes zadní hranici

Principy inerciální fúze

Už v roce 1963 O.N. Krochin a N.G. Basov navrhli použít laseru k zapálení fúze Později byly navrženy i jiné pulsní zdroje energie – jde vlastně o mikrovýbuch

Jak probíhá termonukleární hoření? Počet reakcí fúze v jednotce objemu – n $\frac{d n}{d t} = N_D N_T \langle \sigma v \rangle \qquad \text{počáteční podmínky – pro } t = 0 \text{ je } n = 0 \text{ a } N_D = N_T = N_0/2$ $n(t) = \frac{N_0}{2} \cdot \Psi(t) \text{ (}\Psi \text{ je relativní vyhoření paliva), a iontová hustota } N_0 = \frac{\rho}{2.5 m_p}$

$$\frac{N_0}{2} \frac{d\Psi}{dt} = \frac{N_0^2}{4} \langle \sigma \mathbf{v} \rangle (1 - \Psi)^2 \implies \frac{d}{dt} \frac{1}{1 - \Psi} = \frac{N_0}{2} \langle \sigma \mathbf{v} \rangle \Rightarrow \frac{1}{\underbrace{1 - \Psi}{\frac{\Psi}{1 - \Psi}}} - 1 = \frac{N_0}{2} \langle \sigma \mathbf{v} \rangle \tau$$

$$\underbrace{\frac{doba udržení}{f}}_{\frac{W}{1 - \Psi}} = \frac{R}{3c_s} \Rightarrow \frac{\Psi}{1 - \Psi} = \frac{\rho R}{5m_p} \frac{\langle \sigma \mathbf{v} \rangle}{3c_s} = \frac{\rho R}{H_B} \text{ a tedy } \Psi = \frac{\rho R}{\rho R + H_B}$$

pro DT při $T_i=20$ keV je konstanta $H_B = 6.3$ g/cm² a $\Psi=1/3$ pro $\rho R=3$ g/cm² ρR je vlastně pro inerciální fúzi upravený Lawsonův parametr $n\tau$ (> 10¹⁴ cm⁻³s)

Proč je nutno palivo stlačit na vysokou hustotu?

Množství zreagovaného paliva je nutno omezit. Při spálení <u>1 mg</u> směsi DT se uvolní <u>340 MJ</u>, odpovídá výbuchu 75 kg TNT (maximum pro komoru o průměru 10 m)

$$M = 3 \text{ mg} = \frac{4\pi}{3} \rho R^{3} = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)^{3}}{\rho^{2}} \implies \rho_{DT} \ge 200 \text{ g/cm}^{3} \qquad \left(\rho_{solid}^{DT} \cong 0.25 \text{ g/cm}^{3}\right)$$

energetické zesílení fúzní reakce $\eta_{\text{max}}^{\text{ter}} \simeq \frac{17.6 \text{ MeV}}{4 \times \frac{3}{2} k_B T} \cdot \Psi \sim \frac{17.6 \text{ MeV}}{6 \times 5 \text{ keV}} \Psi = 580 \Psi \sim 190$

(pro zapálení fúze stačí zahřát palivo na 5 keV, v průběhu reakce \rightarrow 80 keV) pro dosažení velkého $\rho \rightarrow s$ férická kumulace (? symetrie, stabilita) Nuckolls *et al.* 1972 adiabaticky stlačit plný terč tvarovaným laserovým pulsem to nejde (není ani 1D stabilní) – proto Rusové navrhli užít slupkové terče



4 fáze Ablace Imploze a komprese Zapálení (malé části paliva) Šíření vlny TJ hoření

Takto to funguje v 1D modelu, v praxi problémem hydrodynamické nestability

Obr. 1. Principiální schéma inerciální fúze. Typický průměr slupky je 1 až 5 mm, tloušťka několik mikrometrů, oblast paliva při maximálním stlačení má průměr do 100 μm

Nejdůležitější je Rayleigh-Taylorova nestabilita – klasicky nestabilita rozhraní, pokud je v gravitačním poli těžší kapalina nad lehčí



disperzní vztah
$$\omega^2 = \frac{kg(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 + \rho_2}$$

pokud $\rho_2 > \rho_1$ $\omega_1 = i\gamma$ a vlny rostou

obecně nestabilita vzniká, pokud $\nabla p \cdot \nabla \rho < 0$ K nestabilitě dochází při urychlení slupky tlakem korony a také při stagnaci

Není velkým problémem $\rho_{DT} \ge 200 \text{ g/cm}^3$ - dosaženo na GekkoXII°už v 1990 při stlačení ale dochází k promíchání paliva a tak se teplota v centru nezvýší dost



Obr. 3. Schéma dutinového terče pro nepřímo hnanou inerciální fúzi. Uvnitř dutiny je znázorněn kryogenní slupkový terč; pro nepřímo hnanou fúzi je slupka terče vícevrstvá

Nepřímo hnaná fúze – energie driveru se nejdřív transformuje na rentgenové záření a to teprve způsobí ablaci a implozi slupky

zlepší homogennost ozáření a stabilitu komprese

zhorší ale hydrodynamickou účinnost (energie implodující slupky/ absorbovaná energie driveru) uskutečněna (driver - jaderný výbuch) Nepřímo hnaná fúze má významné vojenské aplikace – model termonukleárního výbuchu

Terč pro nepřímo hnanou inerciální fúzi (návrh LLNL) a schéma fokuzace laserových svazků na laseru NIF



Fast ignition (rychlé zapálení)

vývoj fs laserů vedl k myšlence dodat energii palivu ve chvíli maximálního stlačení velmi kratkým pulsem a zapálit v něm fúzi – laser se tam nedostane, energie fs laseru se ale může změnit na energii svazku rychlých elektronů nebo iontů, v Ósace experimentálně zkouší slupkové terče s vloženým Au kuželem

Pro energetické využití IFE (Inertial Fusion Energy) bude třeba provádět výstřely s opakovací frekvencí *f* alespoň 1 Hz Znásobení energie v terči musí být > 10 (tj.:> než magnetického udržení) vzhledem

k nižní účinnosti impulsního zdroje energie Zdroj energie (driver) – (a) laser, (b) zdroj lehkých iontů, (c) zdroj těžkých iontů (a) Lasery – první velké lasery byly CO₂ lasery, vzhledem k dlouhé λ se energie absorbuje rychlými elektrony, které předehřejí palivo a zabrání tak kompresi
Většina velkých laserů pro výzkum fúze – pevnolátkové lasery na Nd-skle jejich záření transformuje na 3ω (tj. λ = 0.35 μm) s velkou účinností ~60% rozvinutá technologie pro fyzikální demonstraci ICF (inertial confinement fusion) čerpán výbojkami ⇒nízká účinnost (η<1%), 1 výstřel za několik hodin (f) při čerpání laserovými diodami (drahé) lze v principu dosáhnout nutné η i f



laser Nova (1986)– 60 kJ na 3ω -LLNL, USA –převážně výzkum nepřímo hnané fúze (nyní rozebrán kvůli stavbě NIF) laser Omega – LLE, Univ.Rochester 30 kJ – přímo hnaná fúze – 60 vyhlazených svazků na terč laser GekkoXII – ILE, Univ.Ósaka, 20 kJ, demonstrace vysoké komprese koncem 80.let, dnes predevším výzkum fast igintion (1 svazek – 500 fs, 1 PW+ns svazky) laser Vulcan – RAL, UK - + PW Nová generace laserů ve stavbě – NIF (National Ignition Facility), LLNL, USA a LMJ, Bordeaux, Francie – energie $^{\circ}$ ~ 2 MJ na 3 ω v tvarovatelném pulsu 5-20 ns



rozměr 300×150 m – stejný jako NOVA – díky 4průchodovým zesilovačům NIF – 1 ze 48 čtveřic svazků funkční, 1 výstřel do komory 06.2003 dokončení 2008, cena > 2.5G\$

dokoncení 2008, cena > 2.5G\$ placeno z programu údržby strategických jaderných zbraní především nepřímo hnaná fúze, ale lze zkoušet i přímou pro energetické využití 1 výstřel za 8 hodin

chtějí dosáhnout energetického zesílení v terči > 10 (v roce 2010) Další velké lasery – jódový disociační laser ISKRA5, Arzamas16, Rusko- 30 kJ Pro IFE perspektivní excimerový KrF laser - λ =0.35 µm, dobrá η i *f*, zatím 5 kJ

(b) Svazky lehkých iontů – nevyřešený problém s fokuzací, velké zařízení v Sandia Laboratory, USA, přebudováno na z-pinč pro nepřímo hnanou fúzi (c) Svazky těžkých iontů – jeví se dnes jako nejperspektivnější pro IFE, ale pro výzkum je třeba vybudovat driver v ceně ~ 1 G\$, čeká se na demo pomocí (a)

Návrh IFE elektrárny



U inerciální fúze – driver (nejdražší a nejsložitější část) v nejaderné části elektrárny mimo vliv neutronových toků (×velmi vážný problém pro magnetické udržení)

Další aplikace laserové plazmy

a) rentgenové lasery – 2 schémata –rekombinační čerpání (zatím málo úspěšné) a lasery čerpané srážkovou excitací – ionty s plnou slupkou (Ne-podobné, Ni-podobné,...). Ne-podobné – základní stav 1s²2s²2p⁶ →1s²2s²2p⁵3p, zakázaný přechod do základního stavu, ale může →1s²2s²2p⁵3s, a odtud fotodeexcitací přechází do základního stavu, inverse populací mezi 3p a 3s. Velké úspěchy má skupina B. Ruse na laseru PALS v Praze



1 kJ, 400 ps (2.5 TW) jódový fotodisociační laser ($\lambda = 1.315 \text{ mm}$) – obvykle 600 J na ω , 250 J na 3 ω , 1 puls/20 minut, průměr ohniska 40 μ m, $I_{\text{max}} = 5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$

Scheme of XUV interferometry experiment at PALS



PALS XUV laser parameters

Wavelength 21.22 nm Pulse duration 80 -100 ps

Results of optimization in 2002 by varying the delay between the main and the auxiliary driving pulses:

Beam energy 4 - 10 mJ Peak power 40 - 150 MW

Footprints of the Zn laser beam



Photons per pulse: $5.10^{14} - 10^{15}$ Brightness (0.001) $> 3.10^{27}$ phot. s⁻² mm⁻² mrad⁻²

=> record brightness of an XUV source achieved thus far

div. 3.5x5.5 mrad of $\Delta t = 10 \text{ ns}$ (2001)

div. 1x4 mrad ∆t = 50 ns (2002)

Nano-scale interferometry of surfaces



Interferogram of the deformed surface at 50 MVm⁻¹ and the corresponding surface relief map





Studium stavové rovnice a fyzika vysokých hustot energii





Stavová rovnice rozhoduje o rychlosti šíření rázové vlny pro daný tlak

Tlak se určí porovnání s materiálem se známou stavovou rovnicí Tlak lze zvětšit použitím vrstvy pěny o nízké hustotě

Laserem lze dosáhnout tlaků nedostupných jinak s výjimkou pokusných nukleárních výbuchů Na obru je vyznačena oblast stavů dostupná pro NIF ve srovnání s parametry různých astrofyzikálních systémů

Laboratorní astrofyzika

Modelování dynamiky astrofyzikálních systémů pomocí laserového plazmatu





FIGURE 3.7 Results of a computer simulation of supernova explosion (a) and a Chandra x-ray image of a supernova remnant (b) with images of strong-shock laboratory experiments that reproduce aspects of the same supernova dynamics, (c) and (d). SOURCES: Images (a) courtesy of NASA, the Chandra X-Ray Observatory Center, Smithsonian Astrophysical Observatory; (b) K. Kifonidis, Max-Planck-Institut fuer Astrophysik; (c) K. Budil, Lawrence Livermore National Laboratory; and (d) reprinted, with permission, from J. Grun, J. Stamper, C. Manka, J. Resnick, R. Burris, J. Crawford, and B.H. Ripin, 1991, "Instability of Taylor-Sedov Blast Waves Propagating Through a Uniform Gas," Phys. Rev. Lett. 66:2738-2741, copyright 1991 by the American Physical Society.

Table-top terawatt (T³) CPA lasers



Ti:sapphire ($\lambda \cong 790$ nm) $\Delta v=100$ THz ($\Delta v/v=0.1$) Pulse FWHM > 10 fs (typically 50 – 100 fs) Energy 100 mJ Repetition rate 10 Hz Power 1 TW

- Today 10 TW/10 Hz or 100 TW/1 Hz available (also 1 TW/1 kHz)
- Price \cong 100 k\$, laboratory space 10 m x 5 m
- Focal spot diameter \cong 10 $\mu m,$ focal spot \cong 10 $^{-6}~cm^2$
- Maximum intensity I = P/S = 1 TW / 10^{-6} cm² = 10^{18} W/cm²

Time-resolved Crystallography



Scheme of x-ray pulse-probe measurement



Weak laser pulse – sample excitation

Main laser pulse – generates X-ray pulse incident with variable delay on sample

K-α emission best – shortest pulse, high intensity, narrow spectrum

Moderate laser intensities $-10^{16} - 10^{17}$ W/cm² – preferable higher intensities - fast electron fly longer distance, x-ray pulse longer

Time integrated spectra from solid target



Nakano, NTT Japan Solid Al target Irradiated 100 fs 30 mJ Ti:Sapphirelaser $\lambda = 790 \text{ nm}$ $I_m = 2.3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ p-polarization Incidence angle 30°

Resonance He-like line – 1598 eV – pulse lengths 30 ps (our simulation)

 K-α emission – when energetic electron penetrates into cold target it can knock out electron from K-shell, vacancy is filled quickly (<10 fs) either Auger electron or photon is emitted (1488 eV)

Ultrafast X-ray Diffractometer



Laboratory Setup – UCSD (Wilson-Squier group)



Ultrafast X-ray Diffraction: The Movie



Electron acceleration

- Acceleration by plasma waves in short pulse interaction
- Accelerating electric fields 200 GV/m compared with 20 MV/m in conventional RF linacs so 1 m instead 10 km - CERN on a table



Wakefield accelerator

when short pulse propagates in underdense plasma electrons are displaced by ponderomotive force and when laser pulse is away they oscillate with respect to ions – plasma wave (called wakefield) is formed

Experiment – CUOS, Univ. of Michigan, Ann Arbor



Laser pulse – relativistic self-guiding at high intensities Electron beam – transverse emittance $\varepsilon_{\perp} \leq 0.06 \pi$ mm mrad (1 order better than in best electron guns !) High number 10¹⁰ electrons/per bunch, but energy spread 1 – 50 MeV

Fast ions – nearly always protons



Foil targets are used – for any material – very energetic protons Proton has best q/m, difficult to get rid of water layer on surface Proton of energy up to 60 MeV observed on back side Up to 10¹³ protons/per pulse (10⁸ A/cm²) $\varepsilon_{\perp} \leq 1 \pi$ mm mrad

Ion acceleration for oncology ($\Delta E/E \le 0.03$)



Proton layer (3) of diameter comparable to laser focal spot used Thin black layer on the fig. are the accelerated protons PIC simulation by Bulanov et al., Physics Letters A, 2002 This is only simulation but

at JAERI at their 100 TW/1 Hz laser they already started to build **6 m radius storage ring** for laser accelerated **C ions** (they say, they know how to get rid of water layer)

Laser induced nuclear reactions



- Ultra-short intense neutron source > 10⁸ neutrons/shot, neutron source intensity 10²⁰ neutrons/(cm² s) with 10 Hz repetitions frequency 10⁹ neutrons/s continuously
- Positron-active isotope ¹¹C (> 10⁵ atoms/shot) is used as source for PET
- Source of positrons, γ -rays, isomers, etc.